

Physics
JAN 24 1947

und
zu
79,3
be-
An-
78,9
ktur
 $3F_2$
nen
ity,

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG
DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
VON
H. GEIGER

114. BAND. 11. UND 12. HEFT

MIT 39 TEXTFIGUREN

(ABGESCHLOSSEN AM 28. DEZEMBER 1939)



VERLAG VON JULIUS SPRINGER, BERLIN

1939

Die

Zeitschrift für Physik

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstande der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Auch verpflichtet sich der Autor, die Arbeit nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen.

Manuskriptsendungen sind an die **Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24**, zu richten.

Die Autoren erhalten eine Fahrenkorrektur. Eine 2. (Umbruch-) Korrektur wird nur auf ausdrücklichen Wunsch übersandt, weil dadurch in der Regel das Erscheinen der Arbeit erheblich verzögert wird.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche **Textänderungen**, werden, soweit sie 10% der Satzkosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 125 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum Bogennettopreise berechnet werden. Mit der Lieferung von Dissertationsexemplaren befaßt sich die Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht; sie stellt jedoch den Doktoranden den Satz zur Anfertigung der Dissertationsexemplare durch die Druckerei zur Verfügung.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24.

Aufnahmebedingungen.

Nur solche Arbeiten können in die Zeitschrift für Physik aufgenommen werden, die den folgenden

Richtlinien

genügen:

1. Die Arbeit muß dem Gebiete der experimentellen oder theoretischen Physik angehören. Auch Arbeiten aus Nachbargebieten können aufgenommen werden. Ausgeschlossen sind jedoch Arbeiten mit rein mathematischem, astronomischem, mineralogischem oder chemischem Inhalt.
2. Die Einleitung der Arbeit soll den Leser in knappen Sätzen in die Vorgeschichte des Problems einführen. Je stärker ein Problem im Vordergrund des Interesses steht, desto kürzer kann die Einleitung gehalten werden.
3. Das Ziel der Arbeit muß schon in der Einleitung klar ausgesprochen werden. Es soll dabei auch ersichtlich sein, inwieweit die Erreichung des gesteckten Zieles einen im Rahmen der heutigen Physik wertvollen wissenschaftlichen Fortschritt bedeutet.
4. Die Beschreibung von Versuchsapparaten soll sich keinesfalls in technische Einzelheiten verlieren. Nur apparative Neuheiten von grundsätzlicher Bedeutung sind von Interesse. Die bildliche Wiedergabe von Apparaten soll durch schematische Zeichnung, nicht durch Photographie erfolgen.
5. Es ist fast immer ausreichend, von den Meßreihen ein typisches Beispiel herauszugreifen. An diesem Beispiel soll aber ersichtlich bzw. kontrollierbar sein, wie die Auswertung erfolgt ist, wie die Rechnungen durchgeführt wurden, welche Korrekturen angebracht sind usw.
6. Die Meßergebnisse sind *entweder* in Tabellen *oder* in Kurven wiederzugeben. Nur in Ausnahmefällen kann es gerechtfertigt sein, dasselbe Zahlenmaterial sowohl in Tabellen wie in Kurvenform zu veröffentlichen.
7. Die Lesbarkeit einer Arbeit gewinnt sehr, wenn die Figuren und Tabellen durch gut durchdachte Beschriftung an sich schon verständlich sind. Jedenfalls sollen alle Figuren und Tabellen mit Unterschriften bzw. Überschriften versehen sein.
8. In theoretischen Arbeiten sollen die mathematischen Ausführungen gerade so ausführlich veröffentlicht werden, daß der Leser die vom Verfasser überwundenen Schwierigkeiten nicht nochmals von neuem überwinden muß. Elementare Rechnungen dürfen nur ganz kurz angedeutet werden. In Zweifelsfällen empfiehlt es sich, Zwischenrechnungen als Anhang in kleinem Druck zu bringen.
9. Die Diskussion der Ergebnisse und die sonstigen allgemeinen Erörterungen sollen in ihrer Ausführlichkeit dem Umfang der in der Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse entsprechen. Eine kurze Meßreihe berechtigt noch nicht dazu, einen großen Fragenkomplex lehrbuchartig aufzurollen.
10. Jede Arbeit muß in sich abgeschlossen sein. Arbeiten, welche allein auf einen Versuchsvorschlag oder nur auf eine Verbesserung von Meßverfahren oder Meßinstrumenten abzielen, können in der Regel nicht aufgenommen werden.
11. Dissertationen oder Habilitationsschriften können nicht in voller Breite aufgenommen werden. Nur solche Auszüge werden veröffentlicht, die den vorliegenden Richtlinien entsprechen. Die Auszüge sind in einer Fußnote als gekürzte Dissertation usw. zu kennzeichnen.
12. Am Kopf jeder Arbeit soll eine Inhaltsangabe in Kleindruck stehen. In diese Inhaltsangabe sollen vor allem die Punkte aufgenommen werden, welche der Verfasser als seine neuen Ergebnisse und damit als den durch seine Arbeit erzielten wissenschaftlichen Fortschritt ansieht.

Der Herausgeber: H. Geiger.

Ganzzahligkeit in Raum und Zeit. II.

Von A. March und E. Foradori in Innsbruck.

(Eingegangen am 21. Oktober 1939.)

Auf Grund der in Teil I entwickelten Metrik werden Geschwindigkeit und Beschleunigung einer Partikel untersucht, wobei sich ergibt, daß Schwingungen eines Oszillators nicht beobachtbar sind, wenn die Schwingungsdauer unterhalb t_0 liegt. Weiter wird gezeigt, daß die neue Metrik unter der Annahme, daß die Größe l_0 eine Invariante ist, sich widerspruchsfrei der Relativitätstheorie einfügt.

Wir haben im ersten Teil dieser Untersuchung¹⁾ gezeigt, wie sich mittels eines Maßkörpers, der in allen seinen „Punkten“ ganzzahlig geeicht ist, der Abstand zweier gegebener Partikel durch einen Vektor darstellen läßt. Es ergab sich dies zwangsläufig aus dem an die Spitze der Betrachtungen gestellten Prinzip, so daß — bei Anerkennung des Prinzips — bis dahin irgendein Zweifel nicht entstehen kann. Aber mit der Vektordarstellung ist es noch nicht getan, weil sie uns z. B. keine Möglichkeit geben würde, Winkel zu definieren, so daß wir zu keiner auf die wirklichen Dinge anwendbaren Geometrie kämen. Um eine solche Geometrie zu erreichen, ist es unerläßlich, aus dem Vektor ein *skalares* Abstandsmaß abzuleiten und das ist ohne Einführung einer neuen Hypothese nicht möglich. Wir wollen diese Hypothese, ihrer Wichtigkeit wegen, zunächst etwas klarer, als es im ersten Teil geschah, formulieren.

Man stelle sich einmal vor, daß alle in der Welt vorhandene Materie aus gleich großen unveränderlichen Kugeln bestünde und daß auch alle Maßstäbe aus solchen Kugeln hergestellt werden müßten. Die Kugeln wären dann vorerst als solche nicht erkennbar, weil wir ja keine Möglichkeit hätten, sie auszumessen, und wir könnten weiter von zwei Kugeln, die sich gegenseitig durchdringen, nicht sagen, in welchem Ausmaß sich ihre Räume überdecken. Feststellbar bliebe nur die Tatsache der Überdeckung überhaupt; sie liegt vor, wenn die beiden Kugeln einen zusammenhängenden Körper bilden, während sie im Falle der Nicht-Überdeckung getrennt wahrnehmbar sind. Wieder müßten wir also, wie in Teil I, die Konstatierung einer Koinzidenz oder Nicht-Koinzidenz als Grundakt einer jeden Raummessung betrachten, was uns, nach Herstellung eines Maßkörpers, wie früher dazu führen würde, den Abstand zweier gegebener Elementarkörper durch einen Vektor darzustellen. Und der entscheidende Punkt ist nun der,

¹⁾ ZS. f. Phys. 114, 215, 1939.

daß sich an der Gesamtheit aller in der Erfahrung wirklich auftretenden Vektoren die Kugelgestalt der Elementarkörper erkennen läßt. Denn sind diese Körper wirklich Kugeln, so müssen die Vektoren eine eindimensionale Mannigfaltigkeit von ganz bestimmter Art bilden, so daß irgendein beliebig vorgegebener Vektor im allgemeinen sich niemals verwirklicht findet. Es läßt sich dann, auf Grund rein geometrischer Überlegungen, jedem Vektor ein bestimmter Abstand der Kugelmittelpunkte und umgekehrt jedem Abstand ein bestimmter Vektor zuordnen. Daß diese Zuordnung bereits eine Kenntnis der Geometrie voraussetzt, bedeutet keine Schwierigkeit. Denn es handelt sich in unserer Untersuchung nicht um die Geometrie als solche (die eine Wissenschaft a priori ist und mit Erfahrung nichts zu tun hat), sondern um die *Anwendung* der Geometrie auf die Wirklichkeit.

Die Überlegungen lassen sich leicht auf den Fall erweitern, daß die Elementarkörper keine Kugeln sind, sondern irgendeine andere, z. B. ellipsoidische Form haben. Auch dann läßt sich die Raumbeziehung zweier Elementarkörper durch einen Vektor erfassen. Aber die Gesamtheit aller der Erfahrung entnommenen Vektoren bildet dann nicht mehr eine ein-, sondern eine mehrdimensionale Mannigfaltigkeit. Denn der Vektor hängt jetzt nicht mehr bloß vom Abstand der Mittelpunkte, sondern außerdem noch von der Stellung der Körper ab, so daß es z. B. im Falle von Ellipsoiden eine fünffach unendliche Mannigfaltigkeit von Vektoren gibt, die alle zum gleichen Abstand gehören. Aber wieder könnten wir an der Art der Vektorenmannigfaltigkeit die Gestalt der Körper erkennen und auf Grund dieser Erkenntnis jedem Vektor einen bestimmten Abstand (sowie bestimmte relative Stellungen) der beiden Körper zuordnen.

Wenden wir diese Betrachtungen auf die Elementarpartikeln an, so liegt es nahe, den Übergang vom Abstandsvektor zu einem skalaren Abstandsmaß auf Grund der Hypothese vorzunehmen, *daß die in der Erfahrung auftretenden Vektoren einer Kugelgestalt der Partikeln entsprechen*. Es gehört dann zu jedem Abstand der Kugelmittelpunkte *ein* bestimmter Vektor und umgekehrt, und diese eindeutige Zuordnung kann durch geometrische Betrachtungen ermittelt werden. Die Möglichkeit einer von der Kugel abweichenden Gestalt der Elementarpartikeln brauchen wir kaum in Erwägung zu ziehen, da nichts dafür spricht, daß sich eine Partikel nach verschiedenen Richtungen verschieden verhält.

Das so definierte skalare Abstandsmaß sei im folgenden wie in I der „statistische“ Abstand genannt und durch einen über dem Symbol angebrachten Querstrich angedeutet. Überstrichene Symbole sind also nicht einfach als Mittelwerte zu lesen. Die Bezeichnung „statistisch“ soll zum

Ausdruck bringen, daß die Größe aus einer durch einen Vektor dargestellten Statistik abgeleitet ist und soll sie von den Einzelmeßwerten unterscheiden, die durch Symbole *ohne* Querstrich bezeichnet werden.

Bewegung, Geschwindigkeit und Beschleunigung einer Partikel.

Herstellung eines Koordinatensystems. Bevor wir auf die Kinematik eingehen, haben wir erst zu zeigen, wie sich die relativen Koordinaten zweier Partikeln bestimmen lassen. Dazu müssen wir vor allem im Maßkörper ein Koordinatensystem legen, was auf folgende Art gelingt. Wir wählen wie früher eine beliebige Partikel P_0 des Körpers als „Nullpunkt“. Hierauf legen wir im Maßkörper eine Kette von Partikeln aus, die P_0 als Glied enthält und die Eigenschaft hat, daß sich zwischen zwei beliebigen Teilchen P_1 und P_2 der Kette als kürzeste Verbindung *nur* das zwischen P_1 und P_2 liegende Kettenstück ausspannen läßt. Eine andere kürzeste Verbindung, d. h. eine Kette, die bei gleicher Gliederzahl aus anderen Partikeln besteht, soll es nicht geben. Eine derartige Anordnung von Partikeln, der bei Abbildung der Teilchen in Kugeln eine geradlinige Reihe sich berührender Kugeln entspricht, realisiert eine Gerade, die wir zur x -Achse nehmen. Die y -Achse ist eine zweite durch P_0 gehende Gerade, die auf der x -Achse senkrecht steht, was heißen soll, daß für jede ihrer Partikeln der statistische Abstand von P_0 kleiner ist als von irgendeinem anderen Teilchen der x -Achse. Entsprechend ist die z -Achse erklärt. Mit Hilfe des so realisierten Achsenkreuzes lassen sich nun jeder beliebigen Partikel P des Maßkörpers drei ganze Zahlen als Koordinaten zuordnen. Dazu „projizieren“ wir P auf die x -Achse, d. h. wir bestimmen die Partikel P' dieser Achse, die von P den kleinsten Abstand hat. Ist n_1 die Nummer von P' (also die Zahl der Glieder, die P' mit P_0 verbinden), so betrachten wir n_1 als Abszisse x von P . Entsprechend werden y und z als ganze Zahlen n_2, n_3 gedeutet, so daß jetzt zu jedem Teilchen des Maßkörpers drei ganze Zahlen als Koordinaten gehören. Zwischen diese n Koordinaten und der zum Abstand PP_0 gehörigen ganzen Zahl n besteht natürlich im allgemeinen nicht die Relation $n = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}$, sondern die Wurzel ist nur angenähert gleich n .

Die Koordinatensysteme zweier Maßkörper sind einander parallel, wenn für alle Partikeln der x -Achse der kürzeste Abstand von den Partikeln der x' -Achse gleich groß ist und wenn dasselbe von den beiden anderen Achsenpaaren gilt.

Seien jetzt zwei Partikeln P und P' sowie ein Maßkörper mit Koordinatenkreuz gegeben. Es soll die relative Koordinate x von P' zu P be-

stimmt werden. Wir verschieben dazu den Maßkörper parallel mit sich selbst, bis P mit dem Nullpunkt P_0 koinzidiert und nehmen die Nummer n_1 der Maßkörperpartikel, mit der dann P zusammenfällt, als Einzelmeßwert von x . Die Wiederholung des Vorgangs ergibt verschiedene Werte n_1 , jeden mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, so daß sich x (genau wie früher der Abstand s) als Vektor darstellen läßt. Aus dem Vektor kann schließlich, indem wir die Raumbeziehung der Partikeln als eine solche von Kugeln auffassen, ein skalarer statistischer Wert \bar{x} von x abgeleitet werden. Die Größen $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ stehen mit dem statistischen Abstand \bar{s} im Zusammenhang $\bar{s} = \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2}$.

Man kann das Verfahren dazu benutzen, um einen Maßkörper mittels eines zweiten Maßkörpers so zu eichen, daß seine Partikeln nicht mehr durch ganze Zahlen $n_1 n_2 n_3$, sondern durch stetig veränderliche Koordinaten $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ charakterisiert werden. Diese Eichung ist genauer als die andere, weil es nicht verschiedene Partikeln mit gleichen $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$, wohl aber mit gleichen n_i gibt. Die Benutzung eines derartig geeichten Maßkörpers ermöglicht genauere Einzelmessungen; denn die Feststellung, daß eine Partikel P mit einem durch bestimmte Werte von $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ gekennzeichneten Teilchen koinzidiert, bedeutet eine Lokalisierung innerhalb der Grenzen $\pm l_0$, während bei ganzzahliger Eichung infolge des Umstandes, daß verschiedene Teilchen gleiche Nummern haben, die Lokalisierungsgenauigkeit kleiner ist.

Die Verwendung eines statistisch geeichten Maßkörpers ist dann von Nutzen, wenn es sich darum handelt, durch die Koinzidenzen einer bewegten Partikel P mit den Partikeln des Maßkörpers ein *Zeitelement* zu definieren. Offenbar reicht dazu die Angabe, daß P mit einer Partikel von bestimmter Nummer oder bestimmten $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ zusammenfällt, nicht aus, da diese Koinzidenz ja eine beliebig lange Zeit dauern kann. Dagegen fixieren wir ein bestimmtes Zeitelement, wenn wir *alle* Partikeln des Maßkörpers angeben, mit denen P *gleichzeitig* koinzidiert. Die Gesamtheit dieser Koinzidenzen erfüllt jeweils ein Zeitelement und macht das aus, was wir in Teil I ein Ereignis E nannten. Damit die Maßkörperpartikeln, mit denen P gleichzeitig zusammenfällt, angegeben werden können, müssen sie so gekennzeichnet sein, daß nicht zwei verschiedenen Partikeln dieselbe Marke zukommt. Die Marken $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ erfüllen diese Bedingung. An sich würde irgendeine andere willkürliche Markierung, sofern sie nur eindeutig ist, denselben Dienst tun; aber die Größen $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ sind vorzuziehen, weil ihre Verwendung bei der Definition der Geschwindigkeit und Beschleunigung besondere Vorteile bietet.

Darstellung einer Bewegung. Stellen wir uns jetzt die Aufgabe, die Bewegung zu beschreiben, die eine unter bestimmten Bedingungen stehende Partikel P ausführt. Um die Bewegung zu verfolgen, müssen wir die Koinzidenzen beobachten, die P mit den Partikeln eines ruhenden Maßkörpers, der gleichsam als Hintergrund dient, erfährt, und mit der Beobachtung einer jeden Koinzidenz eine gleichzeitige Uhrablesung verbinden. Der Maßkörper enthalte ein Koordinatenkreuz, so daß jede seiner Partikeln durch drei ganze Zahlen $k_1 k_2 k_3$ (oder auch durch drei statistische Koordinaten $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$) charakterisiert ist, und es sei weiter angenommen, daß relativ zum Koordinatenkreuz immer dieselben Bedingungen bestehen, so daß P unter den gleichen Anfangsbedingungen immer dieselbe Bewegung ausführt.

Überlegen wir uns genauer die Art, in der wir bei der Aufnahme einer Bewegung zu verfahren haben, so erscheint es zunächst am naheliegendsten, nach der folgenden Anweisung vorzugehen. Wir bringen zuerst den Zeiger Z der Uhr in Koinzidenz mit dem Nullpunkt des Zifferblattes und gleichzeitig die Partikel P in Koinzidenz mit dem Nullpunkt des Maßkörpers. Hierauf stellen wir in einer Reihe von folgenden Beobachtungen jeweils die gleichzeitige Stellung von Uhrzeiger und Partikel fest. Die Stellungen werden dabei angegeben durch die (ganzzahligen) Nummern i bzw. $k_1 k_2 k_3$ der Zifferblatt- bzw. Maßkörperpartikeln, mit denen Z bzw. P koinzidiert (vom Maßkörper sei zunächst angenommen, daß er ganzzahlig geeicht ist). Wiederholen wir den Versuch unendlich oft, indem wir immer wieder „zur Zeit Null“ die Partikel „an den Ort Null“ bringen, so ergibt sich eine Statistik, die jeder Wertekombination $i k_1 k_2 k_3$ eine bestimmte Wahrscheinlichkeit $c_{i k_1 k_2 k_3}$ zuordnet, daß gleichzeitig mit der Zeigerstellung i die Partikelstellung $k_1 k_2 k_3$ auftritt. Die Gesamtheit dieser $c_{i k_1 k_2 k_3}$ enthält eine Beschreibung der Bewegung; allerdings, wie sich herausstellen wird, nicht die genaueste, die denkbar ist.

Verfolgen wir die Bewegung nur in der Richtung der x -Achse, so genügt zur Angabe der Partikelstellung eine einzige Zahl $k_1 = k$, so daß die Wahrscheinlichkeiten sich auf ein System bestimmter c_{ik} reduzieren. Die Bewegung läßt sich dann anschaulich darstellen, indem wir auf zwei zueinander senkrechten Achsen vom Nullpunkt aus gleich lange Strecken auftragen, die mit $i = 0, 1, 2, \dots$ bzw. $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ numeriert sind. Indem wir durch die Endpunkte dieser Strecken Gerade parallel der x - bzw. t -Achse legen, erhalten wir eine Einteilung der Ebene in quadratische Felder ik , in die wir uns die zugehörigen c_{ik} -Werte eingetragen denken. In jeder Zeitkolonne i wird c_{ik} nur innerhalb eines bestimmten k -Streifens von Null verschieden sein, wobei der Streifen mit wachsendem i

in die Höhe rückt, weil ja mit zunehmender Zeit die Partikel mit immer weiter vom Nullpunkt entfernten Maßkörperpartikeln zur Koinzidenz kommt. Die nicht mit Nullen ausgefüllten Felder bieten daher das Bild eines mehr oder minder breiten Stromes, der vom Nullpunkt aus geradlinig oder in Windungen über die tx -Ebene fließt. Aus genügend großer Entfernung gesehen, erscheint der Strom als eine scharfe Kurve, die nichts anderes als eine Darstellung $x = f(t)$ der Bewegung im Sinne der klassischen Metrik ist.

Verwenden wir statt des ganzzahlig einen statistisch geeichten Maßkörper, so tritt an Stelle von k die statistische Abszisse \bar{x} und die Bewegung wird dargestellt durch eine Funktion $c_i(\bar{x})$, die, multipliziert mit $d\bar{x}$, die Wahrscheinlichkeit ergibt, daß gleichzeitig mit der Zeigerstellung i eine Koinzidenz der bewegten Partikel mit einer Maßkörperpartikel zwischen \bar{x} und $\bar{x} + d\bar{x}$ beobachtet wird.

Man macht sich indessen leicht klar, daß man auf solche Art Beschreibungen erhält, die nicht alles wiedergeben, was sich über die Bewegung ermitteln läßt. Denken wir uns nämlich den Maßkörper kontinuierlich (also etwa durch die statistischen Koordinaten $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$) geeicht, so gehört zu jeder Uhrablesung nicht bloß *eine* Koinzidenz der bewegten Partikel, sondern es lassen sich unendlich viele Koinzidenzen angeben, die alle mit der Uhrablesung gleichzeitig sind (das Wort „gleichzeitig“ in dem früher erklärten Sinne verstanden). Die Gesamtheit dieser gleichzeitigen Koinzidenzen macht ein Zeitelement aus. Machen wir uns nämlich nochmals klar, daß die Natur Zeitelemente ganz anders realisiert als Raumelemente. Ein Raumelement wird verwirklicht durch eine Partikel. Bei der Zeit tritt an Stelle der Partikel die Feststellung einer Koinzidenz, genauer: der Koinzidenz einer bewegten Partikel P mit einem Teilchen des Maßkörpers. Aber die Festlegung einer einzigen Koinzidenz von P — nennen wir sie K_1 — legt noch kein Zeitelement fest, da es unendlich viele Elemente gibt, innerhalb deren K_1 stattfindet. Dagegen ist ein Zeitelement eindeutig fixiert, wenn wir zu K_1 noch eine Gesamtheit weiterer Koinzidenzen K_2, K_3, K_4, \dots hinzunehmen, die alle sowohl mit K_1 als auch untereinander gleichzeitig beobachtbar sind, so zwar, daß es außer ihnen keine Koinzidenzen von P mehr gibt, die sich gleichzeitig mit $K_1 K_2 K_3 \dots$ ereignen. In diesem Sinne können wir sagen, daß jedes Zeitelement durch eine Gesamtheit von Koinzidenzen K_i definiert wird. Es ist dabei unerläßlich, einen kontinuierlich geeichten Maßkörper zu verwenden, so daß Koinzidenzen mit Partikeln, denen dieselben n_i , dagegen z. B. verschiedene $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ zu-

kommen, voneinander unterschieden werden können. Zum Zeitelement $K_1 K_2 K_3 \dots$ gehört ein bestimmter Zeitvektor mit 4 oder 3 Komponenten, der nach dem in I geschilderten Verfahren bestimmt wird und eine skalare statistische Zeit \bar{t} festlegt. Zur Ermittlung von \bar{t} denken wir uns die Bewegung von verschiedenen Beobachtern, von denen jeder mit einer eigenen Uhr ausgestattet ist, verfolgt. Sowie sich die in Rede stehende Gesamtheit von gleichzeitigen Koinzidenzen ereignet, nimmt jeder eine Uhrablesung vor. Über diese Ablesungen wird eine Statistik aufgenommen und daraus \bar{t} bestimmt. \bar{t} gibt den Abstand des Zeitelements von einem zweiten Element an, das ebenfalls durch bestimmte Koinzidenzen definiert ist und das mit dem „Glockenschlag Null“ gleichzeitig gemacht wird.

Wir können nun eine Bewegung in der Weise beschreiben, daß wir für jedes Zeitelement \bar{t} die zugehörigen Koinzidenzen K_i angeben. Das ergibt die genaueste Beschreibung, die denkbar ist. Denn da wir kleinere Zeitgebiete als ein Zeitelement nicht zu definieren vermögen (auch statistisch nicht; denn die Statistik erfaßt ja bloß den Abstand zweier Zeitelemente, vermag aber nicht das Element als solches zu zerlegen), so läßt sich eine schärfere Zuordnung von Zeit und Raum nicht vornehmen. Beachten wir dabei wohl, daß der statistischen Zeit \bar{t} durch die Koinzidenzen K_i , welche die bewegte Partikel im Zeitelement \bar{t} erfährt, nicht etwa ein Raumelement zugeordnet wird. Denn die Koinzidenzen definieren wegen der Bewegung der Partikel kein Raumelement, sondern ein größeres Gebiet, dessen Ausdehnung von der Geschwindigkeit der Bewegung abhängt und das sich nur für eine ruhende Partikel auf ein Raumelement zusammenzieht. Es besteht also keineswegs die Möglichkeit, jedem \bar{t} einen bestimmten Partikelort (und damit bestimmte statistische Koordinaten $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$) zuzuordnen und so den Anschluß an die gewöhnliche Kinematik herzustellen. Wäre dem so, so würde unsere Metrik nicht den Zweck erfüllen, für den sie gedacht ist, indem sie mit der bisherigen Form auch alle die bisherigen Schwierigkeiten der Theorie übernehmen würde.

Da die Angabe der Koinzidenzen K_i für jedes Zeitelement die detaillierteste Beschreibung der Bewegung darstellt, so muß die Beschreibung durch das Schema der c_{ik} bzw. $c_i(\bar{x})$ aus ihr ableitbar sein. Das ist auch tatsächlich der Fall, es erscheint aber kaum notwendig, auf die etwas umständliche Ableitung näher einzugehen.

Ein Beispiel; der lineare Oszillator. Es ist lehrreich, die Überlegungen auf das Beispiel einer Partikel anzuwenden, die entlang der x -Achse Schwingungen um den Nullpunkt ausführt. Die wichtige Einsicht, die sich dabei

ergibt, ist die, daß es grundsätzlich unmöglich ist, Schwingungen festzustellen, deren Schwingungsdauer unterhalb t_0 liegt. Betrachten wir nämlich eine solche Schwingung. Die Aussage, daß die Periode einer Schwingung gleich \bar{t} sei, ist nach dem Vorangehenden dahin zu verstehen, daß wir in zwei Zeitelementen Z_1 und Z_2 , die voneinander den Abstand \bar{t} haben, *dieselben* Koinzidenzen beobachten. Ist $\bar{t} \leq t_0$, so koinzidieren Z_1 und Z_2 , was heißen soll, daß die Strecken, die in der bildlichen Darstellung den Zeitelementen entsprechen, sich teilweise überdecken. Sei nun Z ein drittes Element, dessen Abstand von Z_1 kleiner als \bar{t} sein soll; Z koinzidiert dann sowohl mit Z_1 als auch mit Z_2 , dagegen mit keinem Zeitelement, das nicht entweder mit Z_1 oder mit Z_2 in Koinzidenz steht. Zur Veranschaulichung mögen drei Stäbchen dienen, von denen zwei ineinander greifen und zusammen das dritte vollkommen überdecken. Wir zeigen, daß zu Z dieselben Koinzidenzen wie zu Z_1 und Z_2 gehören.

Der Beweis gründet sich auf die folgende Bemerkung. Wenn man, mittels der gleichzeitigen Koinzidenzen K_i einer bewegten Partikel, Zeitelemente definiert, so kann man in der bildlichen Veranschaulichung, ohne fehlzugehen, das Element als eine Strecke von der Länge t_0 und die K als *Punkte* der Strecke deuten. Man ersieht dann sofort, daß zwei Zeitelemente koinzidieren, wenn sie gewisse K gemeinsam haben. Weiter, daß jede Koinzidenz K unseres Elements Z entweder mit allen K_i von Z_1 oder mit allen K_i von Z_2 gleichzeitig ist. Daraus folgt aber, daß Z kein K enthalten kann, das nicht auch in Z_1 oder Z_2 enthalten ist, was eben heißt, daß Z durch genau dieselben Koinzidenzen definiert ist wie Z_1 und Z_2 . Wir machen also in jedem Zeitelement einer Periode immer dieselben Feststellungen, von einer Bewegung ist nichts zu erkennen. Das war von vornherein zu vermuten, auf Grund der Überlegung, daß feinste Bewegungen der Auflösungskraft unserer Metrik entgehen müssen. Aber das Ergebnis ist keineswegs evident, weil ja a priori die Möglichkeit besteht, daß die Bewegung in einer genügend fein angelegten Statistik der Beobachtungen zum Vorschein kommen könnte.

Eine Schwingung wird erst beobachtbar, wenn ihre Periode \bar{t} oberhalb t_0 liegt. Die beiden Zeitelemente Z_1 und Z_2 koinzidieren dann nicht mehr und die Koinzidenzen von Z (das zwischen Z_1 und Z_2 liegt) sind dann nicht mehr mit denen von Z_1 und Z_2 identisch. Wir beobachten also dann in den Koinzidenzen eine zeitliche Periodizität, die aber für Schwingungsdauern in der unmittelbaren Nähe von t_0 noch kaum merklich ist und sich erst mit wachsender Periode bald in voller Stärke ausprägt.

Betrachten wir den Oszillator in der c_{ik} - oder $c_{i\bar{x}}$ -Darstellung, so muß für jeden „Glockenschlag i “ die Wahrscheinlichkeit, die Partikel an irgendeinem vorgegebenen Ort k oder \bar{x} anzutreffen, die gleiche sein. Im Schema der c_{ik} oder $c_{i\bar{x}}$ wird daher jede Zeile dieselben Elemente enthalten. Erst für Schwingungsdauern oberhalb t_0 werden die Elemente einer Zeile voneinander verschieden; sie ändern sich aber im allgemeinen nicht periodisch, außer wenn die Schwingungsdauer mit t_0 in einem rationalen Verhältnis steht.

Aus der Unmöglichkeit, Schwingungen mit einer Periode unterhalb t_0 zu beobachten, darf nicht schlechthin geschlossen werden, daß solchen Schwingungen überhaupt keine Realität zukommt. Denn eine Schwingung mit $\bar{t} > t_0$ läßt sich stets durch den Übergang auf ein anderes raum-zeitliches Koordinatensystem in eine mit $\bar{t} < t_0$ verwandeln. Wohl aber darf man der Meinung sein, daß Schwingungen, denen im *Schwerpunktssystem* des Oszillators eine Periode $< t_0$ zukommt, nicht bloß nicht beobachtbar sind, sondern überhaupt nicht existieren.

Geschwindigkeit und Beschleunigung einer Partikel. Zur Definition der Geschwindigkeit einer Partikel müssen wir die zu zwei Zeitelementen Z_1 und Z_2 gehörigen Partikelkoinzidenzen miteinander vergleichen. Aus ihrem Unterschied sowie der Differenz $\bar{t}_2 - \bar{t}_1$ der zu Z_1 und Z_2 gehörigen Zeiten ist die Geschwindigkeit abzuleiten. Es könnte allerdings zunächst scheinen, daß es möglich sein müsse, bereits aus den Koinzidenzen eines einzigen Zeitelements auf die Geschwindigkeit zu schließen, indem sich dieselben für eine bewegte Partikel über einen größeren Bereich erstrecken als für eine ruhende. Aber man macht sich am Beispiel des Oszillators sofort klar, daß auf diese Weise wohl das Vorhandensein, nicht aber die Art der Bewegung festgestellt werden kann, so daß es nicht sinnvoll ist, den Bereich der gleichzeitigen Koinzidenzen mit einer bestimmten Geschwindigkeit in Zusammenhang zu bringen. Es liegt das daran, daß eben unsere Metrik irgendwelche Aussagen über die Bewegung innerhalb eines Zeitelements grundsätzlich ausschließt. Wir sind also zur Definition der Geschwindigkeit auf zwei Zeitelemente angewiesen, die einander aber beliebig nahe sein können. Seien \bar{t} und $\bar{t} + d\bar{t}$ die zugehörigen statistischen Zeiten. Wir bestimmen für jede Kombination zweier Koinzidenzen, von denen die eine dem ersten, die andere dem zweiten Element angehört, die Differenz $\bar{x}_2 - \bar{x}_1$ und nehmen das Mittel über alle diese Differenzen, dividiert durch $d\bar{t}$, als Geschwindigkeit v im Augenblick \bar{t} . Es ist dies die exakteste Fassung des Geschwindigkeitsbegriffs, die denkbar ist, da sie sich auf die genaueste Beschreibung der Bewegung stützt.

Man überzeugt sich leicht, daß für eine gleichförmige Bewegung die so definierte Geschwindigkeit mit der der gewöhnlichen Kinematik übereinstimmt. Betrachten wir nämlich drei Zeitelemente $Z_1 Z_2 Z_3$, die sich im gleichen Abstand $d\bar{t}$ aufeinanderfolgen. Ist die Bewegung gleichförmig, so muß sich aus Z_1 und Z_2 dieselbe Geschwindigkeit ergeben wie aus Z_2 und Z_3 . Es ist also, wenn N die Zahl der Kombinationen $\bar{x}_1 \bar{x}_2$ bzw. $\bar{x}_2 \bar{x}_3$ bedeutet:

$$v = \frac{1}{d\bar{t} \cdot N} \sum (\bar{x}_2 - \bar{x}_1) = \frac{1}{d\bar{t} \cdot N} \sum (\bar{x}_3 - \bar{x}_2).$$

Auf Grund dieser Gleichung läßt sich zeigen, daß v auch in der Form

$$v = \frac{1}{2 d\bar{t} \cdot N} \sum (\bar{x}_3 - \bar{x}_1)$$

darstellbar ist und daß, wenn Z und Z' zwei Zeitelemente im beliebig großen Abstand $2n \cdot d\bar{t} = \Delta\bar{t}$ sind, ganz allgemein gilt:

$$v = \frac{1}{\Delta\bar{t} \cdot N} \sum (\bar{x}' - \bar{x}).$$

Bei genügend großem $\Delta\bar{t}$ dürfen wir aber ohne merklichen Fehler alle \bar{x} und ebenso alle \bar{x}' durch ihre Mittelwerte x bzw. x' ersetzen, womit der Ausdruck für v in die gewohnte Form $\frac{x' - x}{\Delta t}$ übergeht.

Zu einer groberen Definition der Geschwindigkeit gelangen wir, wenn wir uns die Bewegung nicht durch die Partikelkoinzidenzen eines jeden Zeitelements, sondern durch das System der c_{ik} bzw. $c_{i\bar{x}}$ beschreiben denken. Der Vorgang der Geschwindigkeitsbestimmung ist dann der: Wir beobachten in einem Einzelversuch, daß die Partikel mit einem Maßkörperteilchen k_1 koinzidiert, wenn gleichzeitig der Uhrzeiger die Stellung i hat, während wir „zur Zeit $i+1$ “ eine Koinzidenz k_2 feststellen. Wir wiederholen den Versuch bei festgehaltenem i unendlich oft, notieren jedesmal den Wert der Differenz $k_2 - k_1$ und gelangen so zunächst zu einem Vektor, dessen Komponenten die Wahrscheinlichkeiten w_k sind, daß $k_2 - k_1$ den Wert k hat. Aus den c_{ik} berechnet sich w_k als Summe über alle Produkte $c_{ik_1} \cdot c_{i+1, k_2}$, für die $k_2 - k_1 = k$ ist (dabei ist vorausgesetzt, daß die c_{ik} für jede Kolonne i auf 1 normiert sind, so daß $\sum_k c_{ik} = 1$). Aus dem Vektor gewinnen wir sodann die Geschwindigkeit v zur Zeit i , indem

wir den Erwartungswert von $(k_2 - k_1) \frac{l_0}{t_0} = k \cdot c$ bilden:

$$v = c \sum w_k \cdot k.$$

Ganz entsprechende Überlegungen gelten bei Verwendung von $c_{i\bar{x}}$.

Die so definierte Geschwindigkeit unterscheidet sich von der oben erklärten dadurch, daß nicht mehr die Koinzidenzen zweier Zeitelemente, sondern die von größeren Zeitintervallen verglichen werden, nämlich der Intervalle, zu denen die Zeigerstellungen i und $i+1$ gehören. Diese Intervalle sind (für eine Uhr, deren Zeiger sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegt, was wir hier voraussetzen wollen) gleich groß und gegeneinander um t_0 verschoben, indem das früheste Zeitelement, in welchem die Zeigerstellung i auftritt, und das früheste, in welchem $i+1$ beobachtet wird, voneinander den Abstand t_0 haben und dasselbe auch von den spätesten Elementen gilt. Mit Benutzung dieser Intervalle ist die Geschwindigkeit genau so erklärt wie vorhin, nur mit dem Unterschied, daß die jetzt in den Ausdruck für v eingehenden Wahrscheinlichkeiten vorhin alle gleich 1 waren, weil ja jede zu einem Zeitelement gehörige Partikelkoinzidenz in diesem Element mit Sicherheit beobachtet wird.

Betrachten wir jetzt noch die *Beschleunigung* b . Ihre Bildung ist sehr einfach, wenn die Geschwindigkeit mittels der Koinzidenzen eines jeden Zeitelements als Funktion $v(\bar{t})$ ermittelt ist. Die Beschleunigung ist dann wie in der gewöhnlichen Kinematik der Differentialquotient $\frac{dv}{d\bar{t}}$. Mehr Umstände macht die Ableitung von b aus den c_{ik} , auf die wir indessen, da sie nur angenäherte Werte liefert, nicht näher eingehen wollen.

Metrik und Relativitätstheorie.

Die bewegte Partikel. Vielleicht der Hauptgrund, weshalb man einer Metrik von der hier betrachteten Art niemals weiter nachgegangen ist, war der, daß man den Gedanken eines kleinsten Raumelements mit der Relativitätstheorie für unverträglich hielt. Ein Körper, dem man eine Ausdehnung zugesteht, muß notwendig bei Bewegung eine Lorentz-Kontraktion erfahren, so daß es kleinste ausgedehnte Körper in der Natur nicht geben kann. Diese Überlegung übersieht aber die Möglichkeit von Dingen, die nicht punktförmig sind und denen trotzdem kein Maß der Ausdehnung zukommt. Wir haben uns bereits in Teil I klargemacht, daß es keinen Sinn hat, auf das Raumelement (oder die es realisierende Partikel) den

Begriff „Ausdehnung“ oder „Größe“ anzuwenden. Die Partikel als letzte Maßeinheit kann an sich selber nicht gemessen werden. Und da sie keine Größe hat, kann sie auch nicht einer Lorentz-Kontraktion unterliegen.

Eingehender muß dagegen das Verhalten der Größe l_0 überlegt werden. l_0 mißt den Abstand zweier Partikeln, die gerade noch (oder gerade nicht mehr) koinzidieren und es sieht so aus, als ob sie in dieser Eigenschaft keine Invariante der Bewegung sein könnte. Denn denken wir z. B. an einen bewegten Maßkörper. Der Körper ist von einem mitbewegten Beobachter mittels kürzester Partikelketten, die er von P_0 aus aufgespannt hat, geeicht worden. Er soll nun nach der Relativitätstheorie einem Beobachter, relativ zu dem er sich bewegt, in der Bewegungsrichtung verkürzt erscheinen. Aber dieser Beobachter mißt ja die Abstände ebenfalls mittels kürzester Partikelketten, deren Gliederzahl, multipliziert mit l_0 , er als Abstände erklärt, und es ist daher nicht sofort verständlich, wie er zu anderen Abständen kommen kann, solange er am selben Wert von l_0 festhält. Man könnte also denken, daß für bewegte Körper ein kleineres l_0 anzunehmen sei als für ruhende. Der Schluß ist indessen falsch. Denn wie wir im folgenden sehen werden, ergibt sich für bewegte Körper die vorgeschriebene Lorentz-Kontraktion, wenn wir l_0 als eine Invariante betrachten, dabei aber berücksichtigen, daß die Frage der Koinzidenz oder Nicht-Koinzidenz zweier Partikeln von einem ruhenden und einem bewegten Beobachter infolge der verschiedenen Auffassung der Gleichzeitigkeit verschieden beantwortet wird.

Um das zu erkennen, müssen wir aber zunächst näher auf die Synchronisierung der Uhren und die daraus sich ergebende Lorentz-Transformation eingehen.

Synchronisierung der Uhren. Wir denken uns in einem berechtigten Koordinatensystem eine Anzahl gleichbeschaffener, möglichst klein gehaltener Uhren an verschiedenen Orten aufgestellt, wobei wir festsetzen, daß als „Ort der Uhr“ die Lage der Partikel gelten soll, die als Bezugspunkt P_0 des Zifferblatts dient. Jeder Uhr lassen sich dann bestimmte statistische Koordinaten $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ zuordnen. Die Synchronisierung zweier Uhren $U_1 (\bar{x}_1 \bar{y}_1 \bar{z}_1)$ und $U_2 (\bar{x}_2 \bar{y}_2 \bar{z}_2)$ bewerkstelligen wir mittels Lichtsignalen, die von der Nullpartikel der Uhr U_1 nach der von U_2 geschickt werden. Der Abgang des Signals von U_1 bewirkt einen Rückstoß auf diese Uhr und damit eine Veränderung der Koinzidenzen der Nullpartikel mit den Teilchen des Maßkörpers, der das Koordinatenkreuz trägt. Wir stellen das früheste Zeitelement fest, in welchem eine Veränderung beobachtbar ist, und ebenso das früheste Zeitelement, das dem Eintreffen des Signals

in U_2 entspricht. Zu diesen Zeitelementen gehören bestimmte statistische Zeiten \bar{t}_1 und \bar{t}_2 , die durch Ablesungen an den Uhren U_1 und U_2 bestimmt werden, und wir stellen nun die Uhr U_2 so ein, daß $(\bar{t}_2 - \bar{t}_1) \cdot c = \bar{s}$, wenn \bar{s} den Abstand der beiden Uhren bedeutet. Die Lichtgeschwindigkeit hat dann in jedem Koordinatensystem den Wert c .

Lorentz-Transformation. Betrachten wir nun zwei Koordinatensysteme K und K' , die sich gegeneinander geradlinig gleichförmig bewegen. Relativ zu K sei eine Partikel P an der Stelle $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$ in Ruhe. Durch die Koinzidenzen, die P mit den Partikeln des bewegten Maßkörpers K' erfährt, definieren wir ein Zeitelement Z , dem sich, mittels der am Orte von P befindlichen Uhr, eine bestimmte statistische Zeit \bar{t} zuordnen läßt. Die Frage ist nun zunächst, was unter den Koordinaten $\bar{x}' \bar{y}' \bar{z}'$ und der Zeit \bar{t}' zu verstehen ist, die der Partikel und dem Zeitelement im bewegten Koordinatensystem K' zukommen. Die Bedeutung dieser Größen ist deshalb nicht unmittelbar klar, weil der Partikel P zufolge der Bewegung im System K' während eines Zeitelements kein bestimmter Ort zukommt. Dieser Schwierigkeit läßt sich aber in der Weise beikommen, daß wir aus den gestrichenen Koordinaten aller Koinzidenzen, die P innerhalb des Zeitelements Z mit den Partikeln des bewegten Maßkörpers erfährt, das Mittel $\bar{x}' \bar{y}' \bar{z}'$ nehmen und hierauf für Z mittels der am Orte $\bar{x}' \bar{y}' \bar{z}'$ aufgestellten (relativ zu K' ruhenden) Uhr die statistische Zeit \bar{t}' bestimmen. In diesem Sinne soll die Aussage verstanden werden, daß den Koordinaten $\bar{x} \bar{y} \bar{z} \bar{t}$ im System K die Größen $\bar{x}' \bar{y}' \bar{z}' \bar{t}'$ in K' entsprechen.

Aus dem Prinzip der konstanten Lichtgeschwindigkeit lassen sich nun für die ungestrichenen und gestrichenen Koordinaten in bekannter Weise die Lorentztransformationen ableiten, denen zufolge ein Beobachter in K den Abstand zweier in K' ruhender Partikeln in der Bewegungsrichtung verkürzt sieht. Und damit kommen wir auf die Frage zurück, die wir uns oben gestellt haben: Wie in unserer Metrik das Zustandekommen dieser Verkürzung zu verstehen sei, wie es möglich sei, daß ein Maßkörper verschieden geeicht wird, je nachdem der Beobachter relativ zu ihm in Ruhe oder Bewegung ist? Beidemale erfolgt die Eichung mit Hilfe kürzester Partikelketten, die von P_0 aus aufgespannt werden, und die von den beiden Beobachtern irgendeiner Maßkörperpartikel P zugeordnete ganze Zahl n kann daher nur dann verschieden sein, wenn der eine der beiden die Teilchen P und P_0 durch eine kürzere (d. h. aus weniger Gliedern bestehende) Kette zu verbinden vermag als der andere. Das ist nun aber tatsächlich der Fall und zwar deshalb, weil die Beobachter über die Koinzidenz zweier Partikeln verschiedener Meinung sind. Die Aussage nämlich, daß zwei Teilchen in

Koinzidenz stehen, hat immer den Sinn, daß die Teilchen in den Stellungen betrachtet werden, die sie im selben Zeitelement einnehmen, was heißen soll, daß dem Zeitelement durch die beiden zu den Teilchen gehörigen Uhren die gleiche Zeit \bar{t} zugeordnet ist. Das hat zur Folge, daß zwei in K' ruhende Partikeln, deren (statistischer) Abstand von K' aus beurteilt $> l_0$ ist und die daher in K' als nicht koinzident erklärt werden, für einen Beobachter in K einen Abstand $< l_0$ haben können, so daß sie für ihn koinzidieren. Eine Partikelkette, die in K' als kürzeste gilt, läßt sich daher, von K aus gesehen, noch *dehnen* ohne daß sie dadurch ihren Zusammenhang verliert. Hierin liegt die Erklärung, daß trotz der Invarianz von l_0 ein Maßkörper von zwei gegeneinander bewegten Beobachtern verschieden geeicht wird.

Auf weitere relativistische Fragen werden wir in einer folgenden Arbeit, die sich mit der Feldtheorie befassen wird, zurückkommen.

Zur Frage der Selbstverdoppelung der Virusmoleküle.

Von **Th. Neugebauer** in Budapest.

(Eingegangen am 30. Oktober 1939.)

Es werden einige Punkte in der vom Verfasser angegebenen Theorie, besonders die über die Größe der auftretenden van der Waalsschen Energie im Zusammenhang mit anderen Theorien ergänzend besprochen.

Zur Erklärung der Vermehrung der Viren wurde vom Verfasser eine Theorie ¹⁾ vorgeschlagen, die im wesentlichen auf der Annahme beruht, daß, wenn ein Virusmolekül, das nach unserer heutigen Kenntnis ein Proteinmolekül ist, im ausgebreiteten Zustande einem Proteinmolekül des Wirtsorganismus zufällig nahe kommt, zwischen beiden Molekülen so große van der Waalssche Kräfte auftreten können, daß demzufolge das Virusmolekül, dem Proteinmolekül des Wirtsorganismus seine Struktur aufzwingen kann. Eine Überschlagrechnung zeigt, daß die freiwerdende Energie dazu tatsächlich ausreicht.

Im Zusammenhang mit einer Arbeit von Jordan ²⁾ über das Problem der Immunitätsreaktionen sollen hier einige Punkte dieser Theorie weiter besprochen werden.

Bei der Abschätzung der Größenordnung der bei dem Annähern der zwei im flächenartig ausgebreiteten Zustande sich befindenden Moleküle freiwerdenden van der Waalsschen Energie ist zu beachten, daß selbstverständlich nicht alle Atome des einen Moleküls an ein Atom des anderen bis zur Berührung derselben, also bei den in Betracht kommenden Atomen bis etwa $1,5 \text{ \AA}$ angenähert werden können, weil ja Seitenketten und Hydroxylgruppen an dem Molekülgerüst, das auch selbst nicht eine ganz ebene Struktur besitzen kann, hängen. [Dabei ist es für unsere Betrachtungen ganz gleichgültig, ob wir die Theorie von Wrinch ³⁾, von Jordan-Lloyd ⁴⁾ oder sonst noch eine andere Theorie der Struktur der Proteine benutzen.] Im entgegengesetzten Falle müßten ja zwischen zwei solchen Molekülen, die, wenn wir auch nur die kleinsten uns bekannten Viren berücksichtigen, aus

¹⁾ Th. Neugebauer, Phys. ZS. **40**, 406, 1939. Im folgenden als l. c. zitiert. — ²⁾ P. Jordan, ZS. f. Phys. **113**, 431, 1939; vgl. auch Phys. ZS. **39**, 711, 1938. — ³⁾ D. Wrinch, Nature **137**, 411, 1936; **138**, 241, 1936; **139**, 972, 1937; Proc. Roy. Soc. London (A) **160**, 59, 1937; **161**, 505, 1937; J. Langmuir u. D. Wrinch, Nature **143**, 49, 1939; D. Wrinch, ebenda, S. 482, 763. — ⁴⁾ D. Jordan-Lloyd, Biol. Rev. **7**, 254, 1932; D. Wrinch u. D. Jordan-Lloyd, Nature **138**, 758, 1936.

vielen tausenden Atomen bestehen, so enorm große van der Waalssche Kräfte auftreten, daß demzufolge nicht nur ein temporäres Zusammenhalten der zwei Moleküle, sondern ein durch van der Waalssche Kräfte zusammengehaltenes Kristallgitter entstehen müßte, wie ja das bei vielen makromolekularen Stoffen der Fall ist. Wie wir es aber schon erwähnt haben, ist das aus raumchemischen Gründen nicht möglich, sondern es werden nur einige Atompaaire zueinander dazu genügend nahe kommen können, daß die van der Waalsschen Kräfte bemerkbar werden; die Zahl der letzteren wird aber zur Gesamtzahl der Atome eines Moleküls jedenfalls sehr klein sein. Da aber, wie unsere numerische Abschätzung (l. c.) zeigt, die Energie der in Betracht kommenden chemischen Bindungen nur mit einer Größenordnung die durchschnittlichen Energien der van der Waalsschen Bindungen einzelner Atompaaire übertrifft, so können schon verhältnismäßig wenig Berührungspunkte zwischen den zwei Molekülen die auftretenden Änderungen im Molekülgerüst erklären.

Das Zusammenhalten der Materie infolge der van der Waalsschen Kräfte ist ja so bei anorganischen wie bei organischen Substanzen eine Erfahrungstatsache. Bei aus langen Kettenmolekülen aufgebauten organischen Stoffen ist eben die Kohäsion infolge Valenzkräfte in der Richtung der Kettenachse und infolge van der Waalsschen Kräfte senkrecht darauf der häufigste Fall. Dabei kommen Kettendurchmesser bis 15 \AA vor. Es liegt darum auf der Hand, zur Erklärung anderer Erscheinungen ebenfalls diese Kräfte heranzuziehen, da, wie wir gezeigt haben, deren Größenordnung dazu auch vollkommen ausreichend ist.

Zum Schluß sei es noch erwähnt, daß wir selbstverständlich nicht jeden Fall der Autokatalyse, von der es in der belebten Natur eine sehr große Mannigfaltigkeit gibt, mit der in l. c. besprochenen Theorie erklären wollen und halten es auch für sehr unwahrscheinlich, daß alle solche Erscheinungen auf eine gemeinsame physikalische Ursache zurückgeführt werden könnten. Es wäre z. B. ganz unmöglich, bei der Zellteilung die Selbstreproduktion der Chromosomen statt der Dehlingerschen Theorie¹⁾ mit Hilfe der hier besprochenen erklären zu wollen, da es ja eine empirische Tatsache ist, daß die Chromosomen nicht in dem verlangten Maße ihre Struktur ändern könnten.

Budapest, Philosophische Fakultät der Universität, Oktober 1939.

¹⁾ U. Dehlinger, Naturwissensch. **23**, 558, 1935; **25**, 138, 1937; K. Sommermeyer u. U. Dehlinger, Phys. ZS. **40**, 67, 1939.

Biologische Treffertheorie und Mutationserzeugung.

Von **N. Koyenuma** in Tokio, z. Z. Berlin.

(Eingegangen am 17. November 1939.)

Durch Verbindung von treffertheoretischen Überlegungen mit aus der Theorie der Kristallstruktur stammenden Vorstellungen über die Mutationswahrscheinlichkeit wird für die letztere eine annehmbare Beziehung entwickelt.

Ausgehend von der Vorstellung, daß Kettenreaktionen in dem kristallinisch bzw. kristallähnlich aufgebauten Gen den Mutationsvorgang darstellen, haben vor kurzem Dehlinger und Sommermeyer¹⁾ für die Mutationswahrscheinlichkeit W einen Ausdruck angegeben, der der Auffassung der Mutation als einer allotropen Umwandlung größerer Bereiche gerecht wird.

Man kann die darin vorkommende Wahrscheinlichkeit $b(n)$ für die Umkehr der Kettenreaktion in folgender Weise etwas näher festlegen und gleichzeitig leicht eine Verbindung der auf thermodynamischen und kristallstrukturtheoretischen Erwägungen beruhenden Beziehung zu treffertheoretischen Überlegungen herstellen.

In Analogie zu den entsprechenden Überlegungen der Treffertheorie^{2) 3)} kann man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß von N Atomgruppen oder Molekülen n Gruppen angeregt werden, ansetzen zu

$$w_1 = \frac{\Gamma_x(n)}{\Gamma(n)}.$$

Diese in positiver Richtung bis zur n -ten Gruppe fortschreitende Anregung entspricht dabei einer bestimmten Mutation. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Anregung nicht bis zur n -ten Gruppe fortschreitet, d. h. daß die entsprechende Mutation nicht auftritt, ist dann

$$w_2 = I - \frac{\Gamma_x(n)}{\Gamma(n)}.$$

Daraus ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit, daß die Anregung bis zur n -ten oder m -ten oder p -ten Gruppe fortschreitet, die Beziehung:

$$\frac{\Gamma_x(n)}{\Gamma(n)} \left(I - \frac{\Gamma_x(n)}{\Gamma(n)} \right).$$

¹⁾ U. Dehlinger u. K. Sommermeyer, Phys. ZS. **40**, 67, 1939. —

²⁾ M. Blau u. K. Altenberger, ZS. f. Phys. **12**, 315, 1923. — ³⁾ R. Glocker, ebenda **77**, 653, 1932.

Dies ist nun der gesuchte Ausdruck für die Umkehrfunktion $b(n)$. Hierbei bedeutet x die anregende Energie und $\Gamma_x(n)$ die unvollständige Gammafunktion von n .

Durch die Transformation $x \rightarrow 1/x$ kann der Ausdruck w_2 in die Form $\frac{|\Gamma_{1/x}(-n)|}{\Gamma(n)}$ gebracht werden, wobei $\Gamma_{1/x}(-n) = \int_0^{1/x} e^{-1/x} x^{-n-1} dx$.

Da die Gammafunktion meromorph ist und außerhalb der singulären Punkte sich holomorph verhält, kann bewiesen werden:

$$|\Gamma_{1/x}(-n)| = \Gamma_x(n) = \Gamma_x(-n).$$

Es wird weiterhin

$$\frac{|\Gamma_{1/x}(-n)|}{\Gamma(-n)} = \frac{-n |\Gamma_{1/x}(-n)|}{-n \Gamma(-n)} = \frac{\Gamma_x(I-n)}{\Gamma(I-n)},$$

für die Umkehrfunktion $b(n)$ gilt damit

$$b(n) = \frac{\Gamma_x(n)}{\Gamma(n)} \cdot \frac{\Gamma_x(I-n)}{\Gamma(I-n)},$$

welcher Ausdruck unter Benutzung des Satzes von Weierstraß umgeformt werden kann in

$$b(n) = \frac{\sin n\pi}{\pi} \Gamma_x(I-n) \Gamma_x(n).$$

Dieser Ausdruck kann nun in die von Dehlinger angegebene Beziehung

$$W = A \cdot N \cdot \prod_{n \leq N} (I - b(n)) e^{-E/kT}$$

eingesetzt werden:

$$W = A \cdot N \cdot \prod_{n \leq N} \left(I - \frac{\sin n\pi}{\pi} \Gamma_x(I-n) \Gamma_x(n) \right) e^{-E/kT}.$$

Hierin bedeuten A eine Konstante, E die Zustandsenergie, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Durch weitere Umformung erhält man

$$W = A \cdot N e^{-E/kT} \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \sum_{n' \leq N} \sin n'\pi \Gamma_x(I-n') \Gamma_x(n') + \sum \sum \cdots - + \cdots \right\}.$$

Die Terme von zweiter und größerer Ordnung können vernachlässigt werden, weil sie $\ll 1$.

Durch Logarithmierung und darauffolgende Entwicklung nach Taylor erhält man

$$\log \frac{W}{A \cdot N} = -\frac{E}{kT} + \sum_{n \leq N} \log (1 - b(n)) = -\frac{E}{kT} + \sum_{n \leq N} \left(b(n) + \frac{b^2(n)}{2} + \dots \right)$$

oder approximativ

$$\log \frac{W}{A \cdot N} = -\frac{E}{kT} + \sum_{n \leq N} b(n)$$

oder

$$W = A \cdot N e^{-E/kT} + \sum_{n \leq N} b(n).$$

W ist also die Mutationswahrscheinlichkeit, und zwar sowohl für spontan auftretende als auch für experimentell erzeugte Mutationen.

Sie ist im wesentlichen abhängig von der absoluten Zahl der Moleküle bzw. Atomgruppen, d. h. näherungsweise also von der Größe des Chromosomes, von seinem Energieinhalt und von der absorbierten Strahlenenergie.

Auch bei der spontanen Mutation spielt also absorbierte Strahlenenergie eine Rolle; sie ist, wie die rechnerische Entwicklung zeigt, mit anderen Worten auf vereinzelt vorkommende Absorptionsakte natürlicher Strahlung im Chromosom zurückzuführen.

Zum Schluß gilt mein Dank Herrn Prof. W. Friedrich und Herrn Dr. H. Schreiber für ihre Unterstützung dieser Arbeit.

Berlin, Institut für Strahlenforschung der Universität, Oktober 1939.

Die spektrale Energieverteilung der langwelligen UR-Emission ($300\ \mu$) von verschiedenen Hochdruckentladungen.

Von W. Dahlke in Jena.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 4. November 1939.)

Ein experimenteller Vergleich der Spektralverteilungen einer Hg-Normallampe und eines schwarzen Strahlers ergibt, daß die Emission des Hg-Hochdruckbogens zwischen 150 und $400\ \mu$ ein Kontinuum von der Energieverteilung des schwarzen Körpers darstellt. Der Einfluß der Rotationsbanden des in der Zimmerluft enthaltenen Wasserdampfes auf Messungen im langwelligen UR wird durch Rechnung abgeschätzt und zur Erklärung der bei 210 und $320\ \mu$ gelegenen Maxima der UR-Hg-Strahlung herangezogen. In der elektrodenlosen Ringentladung weisen Hg, Cd, Zn bei hohen Dampfdrucken eine ähnliche UR-Emission auf wie der gewöhnliche Hg-Hochdruckbogen.

Als Fortsetzung einer früheren Mitteilung¹⁾ über die Intensität und Querschnittsverteilung der ultraroten Gesamtstrahlung des Hg-Hochdruckbogens soll in der vorliegenden Arbeit die spektrale Energieverteilung von verschiedenen Hochdruckentladungen untersucht werden. Spektralmessungen sind bereits mehrfach an Hg-Lampen, z. B. von Rubens²⁾, Koch³⁾ und Maar⁴⁾ ausgeführt worden. Die gemessenen Emissionsspektren wiesen bei 210 und $320\ \mu$ ausgeprägte Maxima auf und wurden als selektive Emission des angeregten Hg-Dampfes⁵⁾ ⁶⁾ gedeutet. Voraussetzung für diese Auffassung ist die Annahme, daß alle im Strahlengang befindlichen Medien die gemessene Energieverteilung nur unwesentlich beeinflussen, nicht aber ihre charakteristische Gestalt mit den Maxima bei 210 und $320\ \mu$ erst sekundär hervorrufen. Im folgenden soll zunächst die Berechtigung dieser Annahme geprüft werden.

Der Einfluß von Filtern und Gitter auf eine gemessene Verteilungskurve läßt sich im Prinzip leicht dadurch feststellen, daß man die theoretisch wohlbekannte Energieverteilung des schwarzen Körpers in der jeweiligen Versuchsanordnung experimentell bestimmt und mit der berechneten Verteilung vergleicht. Versuchstechnisch einfacher erschien es jedoch, an Stelle des schwarzen Körpers ein hochschmelzendes Supremaxglasrohr ($18\ \text{mm}$ äußerer Durchmesser und $2\ \text{mm}$ Wandstärke), das durch ein Leuchtgas-

¹⁾ W. Dahlke, ZS. f. Phys. **114**, 205, 1939. — ²⁾ H. Rubens, Berl. Ber. 1911, S. 8. — ³⁾ B. Koch, Ann. d. Phys. **33**, 335, 1938. — ⁴⁾ O. Maar, ZS. f. Phys. **113**, 415, 1939. — ⁵⁾ J. Frank u. W. Grotrian, ebenda **4**, 89, 1921. — ⁶⁾ W. Kroebe, ebenda **50**, 114, 1929.

Sauerstoffgebläse erhitzt wurde, als Strahlungsquelle zu benutzen. Auf Grund der Messungen von Rubens¹⁾ an Glas ist nämlich anzunehmen, daß ein derartiges Glasrohr in dem interessierenden Spektralgebiet von 100 bis $400\ \mu$ dispersionsfrei und strahlungsundurchlässig ist, also ein hohes frequenzunabhängiges Emissionsvermögen besitzt, außerdem aber den Vorteil einer geringen kurzwelligen Emission und Verunreinigung bietet. Zur spektralen Zerlegung wurde die von Maar²⁾ eingehend beschriebene Versuchsanordnung benutzt. Es dürfte daher genügen, an dieser Stelle nur kurz zu wiederholen, daß die eigentliche spektrale Zerlegung durch ein Laminargitter (4 mm Gitterkonstante und $70\ \mu$ Stufenhöhe) bewirkt wurde, zur Beseitigung kurzwelliger Verunreinigungen zwei schwarze Papierfilter und eine Quarzlinsenvorzerlegung diente, und als Empfänger ein Radiometer verwendet wurde. Jeder Meßpunkt der Energieverteilung wurde zehnmal beobachtet und sein Mittelwert in Zehntelmillimeter Ausschlag als Funktion der Wellenlänge in Fig. 1 aufgetragen.

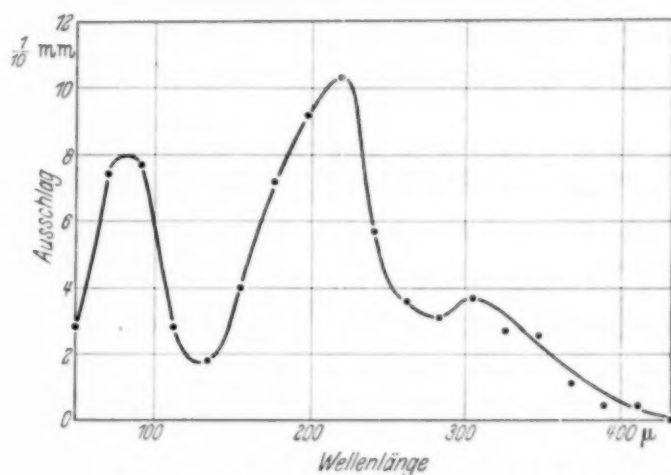


Fig. 1. UR-Spektrum eines geheizten Glasrohres.

Um zu prüfen, ob die so erhaltene Verteilungskurve tatsächlich der Energieverteilung eines schwarzen Körpers entspricht und nicht durch falsche Strahlung beeinflusst ist, wurde auf Grund der Fig. 1 die Emissionsverteilung eines Rohres aus geschmolzenem Quarz berechnet und mit dem Experiment verglichen. Die Meßwerte für die Energieverteilung des in gleicher Weise geheizten Quarzrohres (15 mm Außendurchmesser, 1 mm Wandstärke) sind in Fig. 2 als Punkte eingetragen. Die ausgezogene Kurve stellt die nachfolgend berechnete Verteilung dar und schmiegt sich den Meßpunkten sehr gut an. Zur Vereinfachung der Rechnung wollen wir uns das Quarzrohr durch eine planparallele Platte von 2 mm Dicke ersetzt denken und deren Emission berechnen. Bedeutet d die Dicke, D die Durchlässigkeit der Platte, α den Absorptionskoeffizienten

¹⁾ H. Rubens, Berl. Ber. 1916, S. 1280. — ²⁾ O. Maar, ZS. f. Phys. 113, 415, 1939.

und R das Reflexionsvermögen des Quarzes, so gilt:

$$D = (1 - R)^2 e^{-\kappa d}.$$

Auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes ist dann das Emissions-

vermögen der Platte gegeben durch:

$$e = 1 - D - r.$$

Hierin bedeutet r das Reflexionsvermögen der Platte und beträgt bei Berücksichtigung einfacher Reflexion:

$$\begin{aligned} r &= R \\ &+ R(1 - R)^2 e^{-2\kappa d}, \\ &= R \left(1 + \frac{D^2}{(1 - R)^2} \right). \end{aligned}$$

Das Emissionsvermögen der Quarzplatte

$$\begin{aligned} e &= 1 - D \\ &- R \left(1 + \frac{D^2}{(1 - R)^2} \right), \end{aligned}$$

läßt sich also als Funktion der Wellenlänge angeben, wenn man für D und R die gemessenen Werte von Koch¹⁾ u. Cartwright²⁾ einsetzt. Das Produkt aus

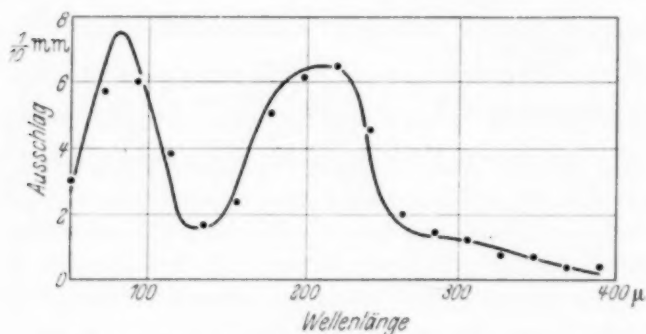


Fig. 2. UR-Spektrum eines geheizten Quarzrohres.
... gemessen, — berechnet.

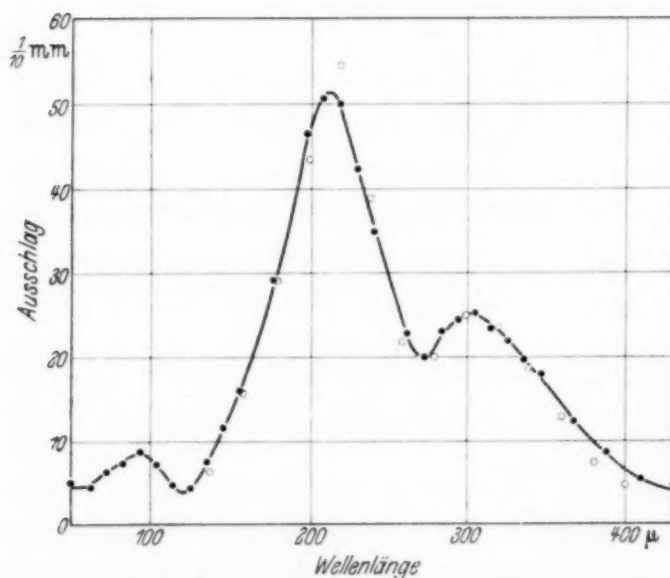


Fig. 3. UR-Spektrum der Osram-Hg-Normallampe.
--- gemessen, ○○○○ berechnet.

dem Emissionsvermögen e und der Verteilungskurve Fig. 1, multipliziert mit einer belanglosen Normierungskonstanten 1,13, stellt dann die gesuchte in Fig. 2 ausgezogene Emissionsverteilung dar. Die ausgezeichnete Übereinstimmung der berechneten Kurve mit den Meßwerten spricht dafür, daß die Kurve Fig. 1 im Rahmen der Meßgenauigkeit tatsächlich die Energieverteilung des schwarzen Körpers darstellt.

Mit dieser Normalverteilung wollen wir jetzt das Spektrum der Hg-Normallampe von Osram³⁾, das in Fig. 3 gezeichnet ist, vergleichen.

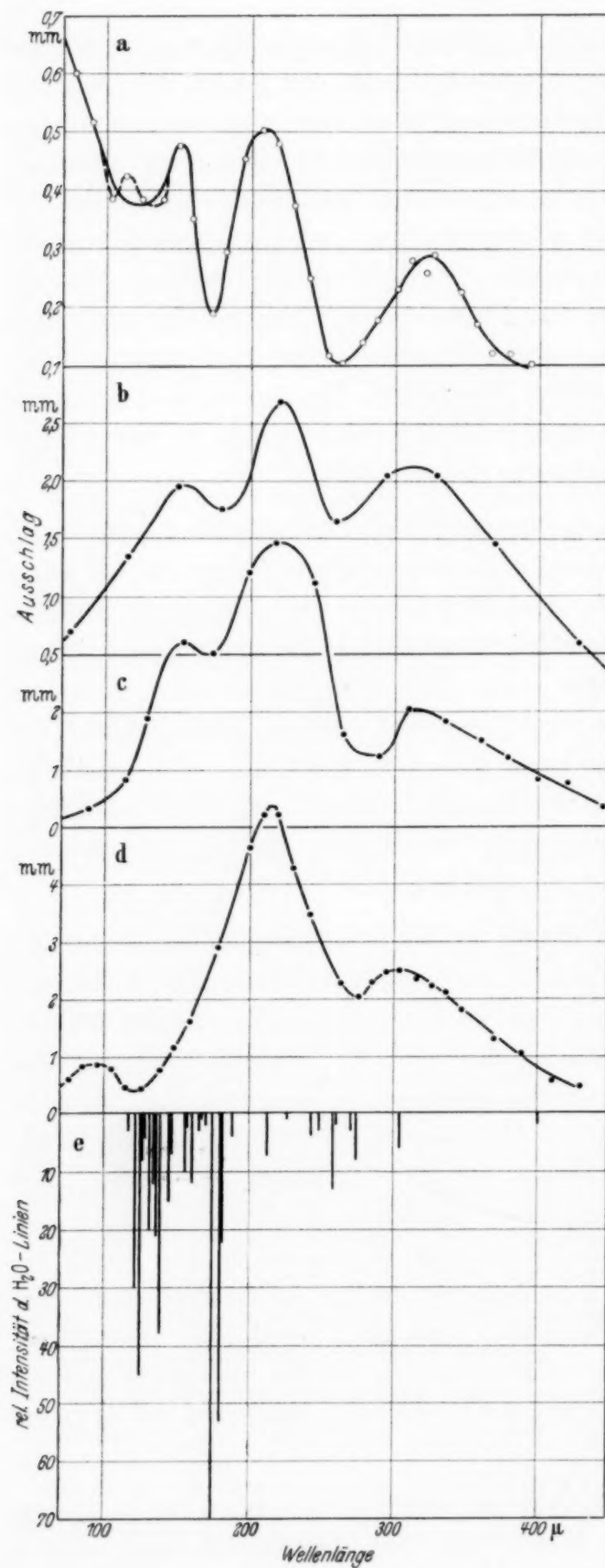
¹⁾ B. Koch, Ann. d. Phys. **33**, 335, 1938. — ²⁾ C. H. Cartwright, ZS. f. Phys. **90**, 480, 1934. — ³⁾ H. Krefft, F. Rößler u. A. Rüttenauer, ZS. f. techn. Phys. **18**, 20, 1937.

Beide Verteilungen weisen Maxima bei etwa 90 , 210 , $320\ \mu$, und Minima bei 120 und $265\ \mu$ auf. Die gleiche Intensität der beiden $90\ \mu$ -Maxima spricht dafür, daß in der Hg-Verteilung dieses Maximum im wesentlichen durch die heißen Quarzwände der Lampe hervorgerufen wird. Oberhalb $140\ \mu$ dagegen ist die Emission der heißen Quarzwände gegenüber der spezifischen Hg-Strahlung zu vernachlässigen, und zwar besteht ein sehr einfacher Zusammenhang zwischen der Hg-Strahlung und der Normalverteilung. Durch Multiplikation der Normalverteilung mit der bekannten Durchlässigkeit¹⁾ der 1 mm starken Quarzwand der Hg-Lampe und der Normierungskonstanten 10 erhält man die in Fig. 3 gezeichneten Kreise. Diese Kreise liegen, soweit man es bei der vorliegenden Meßgenauigkeit verlangen kann, auf der gemessenen Kurve.

Aus diesem Befund ist zu schließen, daß die UR-Emission des Hg-Hochdruckbogens ein Kontinuum darstellt, das im Bereich von 150 bis $400\ \mu$ innerhalb der Meßfehler die Energieverteilung eines schwarzen Körpers besitzt. Ob dieses Kontinuum bei Vergrößerung der Meßgenauigkeit und erhöhtem Auflösungsvermögen nicht doch eine Feinstruktur aufweisen wird, kann naturgemäß nicht vorhergesagt werden. Die Struktur des vorliegenden Hg-Spektrums kann jedenfalls nicht auf eine spezifische Eigenschaft des Hg-Dampfes zurückgeführt werden, sondern muß Eigentümlichkeiten der im Strahlengang befindlichen Medien zugeschrieben werden und soll anschließend gedeutet werden.

Da bekannt ist²⁾, daß die im Strahlengang befindlichen Filter aus Quarz, Papier, Ruß und Paraffin keine selektive Absorption aufweisen, also die gemessene Verteilungsfunktion nur monoton beeinflussen können, liegt es nahe zu untersuchen, ob vielleicht Eigentümlichkeiten des Gitters diese Struktur hervorrufen können. Zu diesem Zwecke seien in Fig. 4 die Verteilungskurven von Hg-Lampen, die mit vier wesentlich verschiedenen Gittern aufgenommen wurden, gezeichnet. Es stellen dar: Fig. 4a die von Rubens³⁾ mit einem Transmissionsgitter, Fig. 4b die von Koch¹⁾ mit einem einfachen Reflexionsgitter, Fig. 4c die von Koch mit einem Laminargitter von $45\ \mu$ Stufenhöhe, und Fig. 4d die eigene mit einem Laminargitter von $70\ \mu$ Stufenhöhe gemessene Verteilung. Sämtlichen Kurven sind gemeinsam die beiden Maxima bei 210 und $320\ \mu$ und ein Minimum bei $265\ \mu$. Fig. 4a und 4d besitzen ein Maximum bei $90\ \mu$ und

¹⁾ B. Koch, Ann. d. Phys. **33**, 335, 1939. — ²⁾ C. H. Cartwright, ZS. f. Phys. **90**, 480, 1934. — ³⁾ H. Rubens, Berl. Ber. 1921, S. 8.



a) Messung mit dem Translationsgitter (Rubens).

b) Messung mit dem einfachen Reflexionsgitter (Koch).

c) Messung mit dem Laminalgitter, 45μ Stufenhöhe (Koch).

d) Messung mit dem Laminalgitter, 70μ Stufenhöhe.

e) Berechnetes Rotationspektrum des Wasserdampfes, $\lambda > 114 \mu$.

Fig. 4. Vergleich von verschiedenen experimentellen Hg-Spektren mit den berechneten Rotationsbanden des Wasserdampfes.

ein Minimum bei 120 μ , während Fig. 4b und 4c diese Einzelheiten anscheinend infolge starker Filterung nicht zeigen. Ferner weist Fig. 4a bei 150 μ ein Maximum und bei 175 μ ein schmales, scharfes Minimum auf, während diese bei Fig. 4b und 4c infolge stärkerer Filterung nicht so ausgeprägt sind und bei Fig. 4d infolge größerer Spaltbreite und eines bei 130 μ zu erwartenden Gitterminimums fehlen. Da also in mindestens zwei von den Aufnahmen Maxima bei 90, 150, 210 und 320 μ und Minima bei 120, 175 und 265 μ auftreten, deren Intensitätsunterschiede sich zwanglos durch verschieden hohes Auflösungsvermögen und verschieden starke Filterung erklären lassen, können als Ursache für die genannten Maxima und Minima sicherlich nicht Eigentümlichkeiten der Gitter oder falsche Strahlung verantwortlich gemacht werden.

Es bleibt also nur noch die Annahme übrig, daß diese Struktur durch Absorption in der Atmosphäre, die sich im Strahlengang befindet, zustande kommt. Hier liegt es nahe, einmal den Einfluß der Wasserdampfabsorptionsbanden zu untersuchen. Randall, Dennison, Ginsburg und Weber¹⁾ haben die Rotationslinien des Wasserdampfes von 18 bis 135 μ sehr genau gemessen, und das Termschema sowie die Intensitäten der einzelnen Linien berechnet und in Übereinstimmung mit ihren Messungen gefunden. Diese Berechnung der Lage und Intensität der Rotationslinien des Wasserdampfes wurde nun in gleicher Weise bis 500 μ und der Quantenzahl $J = 7$ ausgedehnt. Das Ergebnis der Rechnung ist im gleichen Intensitätsmaß wie bei der amerikanischen Arbeit in Fig. 4e aufgetragen. Zum Vergleich der maximalen Absorptionsstellen des Wasserdampfes mit den Minima der Hg-Verteilung erscheint am geeignetsten die Fig. 4a, weil hier Maxima und Minima am ausgeprägtesten hervortreten. Bereits eine flüchtige Betrachtung ergibt eine vollständige Übereinstimmung zwischen der Lage der berechneten Absorptionsstellen und den Minima der gemessenen Verteilung. Hiernach wird der steile Abfall der Hg-Verteilung diesseits 150 μ bewirkt durch den Übergang:

$$(3_{-2}, 2_{-2}) = 72,14 \text{ cm}^{-1} \simeq 139 \mu.$$

Dem tiefen, aber schmalen Minimum bei 175 μ entsprechen die beiden intensiven und eng benachbarten Linien:

$$(3_{-3}, 2_1) = 57,36 \text{ cm}^{-1} \simeq 175 \mu,$$

$$(2_{-1}, 1_{-1}) = 55,60 \text{ cm}^{-1} \simeq 180 \mu.$$

¹⁾ H. M. Randall, D. M. Dennison, N. Ginsburg u. L. R. Weber, Phys. Rev. **52**, 160, 1937.

Das flache und ziemlich breite Minimum bei $265\ \mu$ wird hervorgerufen durch die vier Linien:

$$(5_{-1}, 5_{-3}) = 47,07\ \text{cm}^{-1} \simeq 212\ \mu,$$

$$(3_1, 3_{-1}) = 38,74\ \text{cm}^{-1} \simeq 258\ \mu,$$

$$(3_{-1}, 3_{-3}) = 36,59\ \text{cm}^{-1} \simeq 273\ \mu,$$

$$(2_{-1}, 1_0) = 32,97\ \text{cm}^{-1} \simeq 304\ \mu.$$

Auch die Intensitätsverhältnisse der Maxima und Minima in Fig. 4a lassen sich mit der Intensität der Absorptionslinien gut in Einklang bringen.

Es bleibt nur noch die Frage offen, ob sich die Ergebnisse der von Rubens und v. Baeyer¹⁾ an Wasserdampf ausgeführten Absorptionsversuche unter der Annahme einer kontinuierlichen Hg-Emission erklären lassen, da die Verfasser gerade aus diesen Absorptionsversuchen auf eine selektive Emission des Hg-Dampfes schließen zu müssen glaubten. Das erste Meßergebnis, nämlich daß eine 40 cm dicke Wasserdampfschicht von Atmosphärendruck das Maximum bei $210\ \mu$ bedeutend stärker schwächt als das langwellige Maximum bei $320\ \mu$, läßt sich zwanglos aus der Verteilung der H_2O -Absorptionslinien erklären. Das zweite Ergebnis von Rubens und v. Baeyer, eine nicht meßbare Beeinflussung des Minimums bei $265\ \mu$ bei einer Verringerung der feuchten Luftstrecke der Anordnung von 80 cm auf 8 mm, ist etwas schwerer zu verstehen. Der Grund für den Ausgang dieses Experiments dürfte darin zu suchen sein, daß die Absorption der vier H_2O -Absorptionslinien mit ihrem verhältnismäßig großen gegenseitigen Abstand schon bei 8 mm feuchter Luftstrecke nahezu vollständig ist. Eine Vergrößerung der feuchten Luftstrecke auf das 100fache bewirkt dann nur noch eine verhältnismäßig geringe Verbreiterung dieser Spektrallinien, die sich bei dem geringen Auflösungsvermögen des Rubensschen Interferometers der Beobachtung entzieht.

Nachdem es hiernach als sicher erschien, daß der Hg-Hochdruckbogen zwischen 150 und $400\ \mu$ ein Kontinuum mit der Verteilung eines schwarzen Körpers aufweist, wurde nunmehr untersucht, ob ähnliche Kontinua auch in anderen Hochdruckentladungen auftreten. Zu diesem Zwecke wurden einige Substanzen in der elektrodenlosen Ringentladung mit 6-m-Kurzwellen-Magnetfeldanregung untersucht. Die eingeschnürte Entladung wurde erzeugt in einer von Wenk²⁾ genauer beschriebenen Lampe, deren wesentlichster Bestandteil ein birnenförmiges Quarzgefäß von etwa 5 cm

¹⁾ H. Rubens u. O. v. Baeyer, Berl. Ber. 1913, S. 802. — ²⁾ P. Wenk, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 56, 98, 1937.

Durchmesser darstellt, in dem wenige mg der zu untersuchenden Substanz und als Grundlage einige Torr Argon eingeschlossen sind. Der ursprünglich vorhandene Reflektor wurde bei den Messungen entfernt und durch eine wassergekühlte Blende ersetzt, so daß im wesentlichen nur ein Teil des hell leuchtenden Bereiches der eingeschnürten Entladung auf dem Eintrittspalt des Spektrometers abgebildet wurde. Das elektrisch isolierte Radiometer bewährte sich bei diesen Versuchen ganz außerordentlich; denn es erwies sich im Gegensatz zur Thermosäule als vollkommen unabhängig von den elektromagnetischen Störungen, die durch den in unmittelbarer Nähe befindlichen 6-m-Sender erzeugt wurden.

Das Spektrum der eingeschnürten Hg-Ringentladung in Fig. 5 zeigt den gleichen charakteristischen Verlauf wie das Spektrum der gewöhnlichen Hg-Bogenentladung Fig. 3, insbesondere eine stärkere langwellige

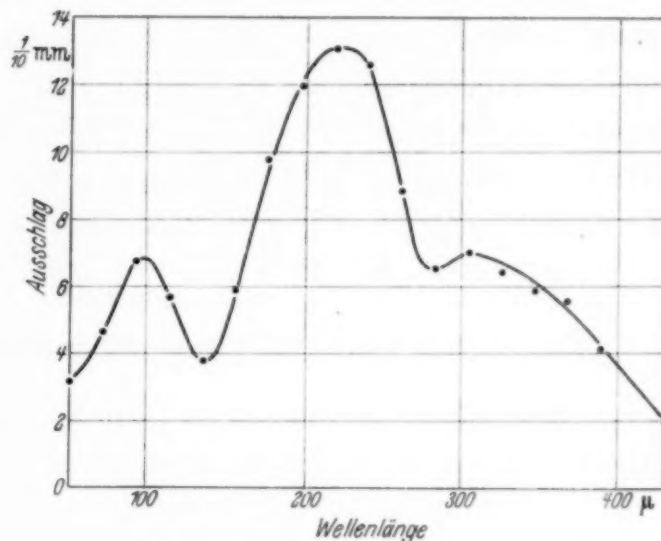


Fig. 5. UR-Spektrum der Hg-Ringentladung.

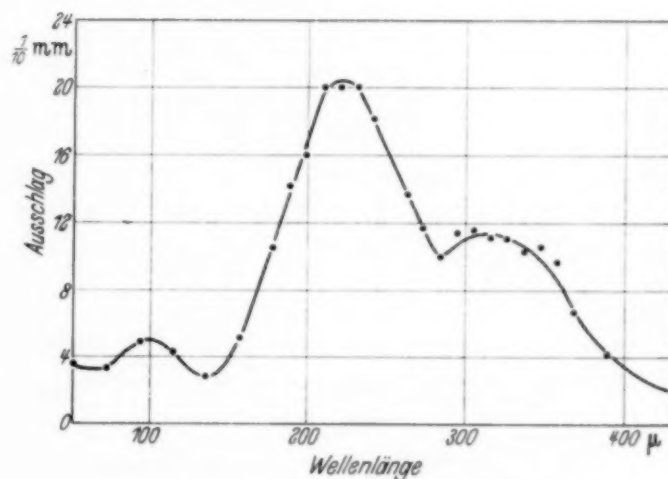


Fig. 6. UR-Spektrum der Cd-Ringentladung.

Emission als die Normalverteilung Fig. 1. Allerdings ist die Intensität der Emission geringer, da die Entladung infolge des Halbwellenbetriebs des 6-m-Senders flackert und nur ein Viertel der Zeit brennt.

Fig. 6 zeigt die entsprechende Aufnahme für Cd. Die Verteilung ist von der Hg-Verteilung 3 kaum zu unterscheiden.

Fig. 7 stellt das Spektrum der eingeschnürten Zn-Entladung dar. Auch hier sind die charakteristischen Merkmale der Verteilung des Hg-Bogens unverkennbar.

Anders sieht dagegen die Verteilungskurve der Tl-Entladung (Fig. 8) aus, die nicht bis zur Kontraktion getrieben werden konnte. Die lang-

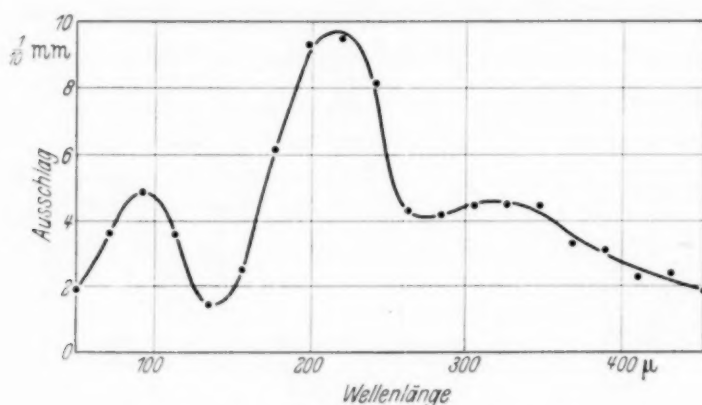


Fig. 7. UR-Spektrum der Zn-Ringentladung.

wellige Emission ist geringer als bei der Normalverteilung und dürfte ausschließlich durch den heißen Quarz des Brenners hervorgerufen worden sein.

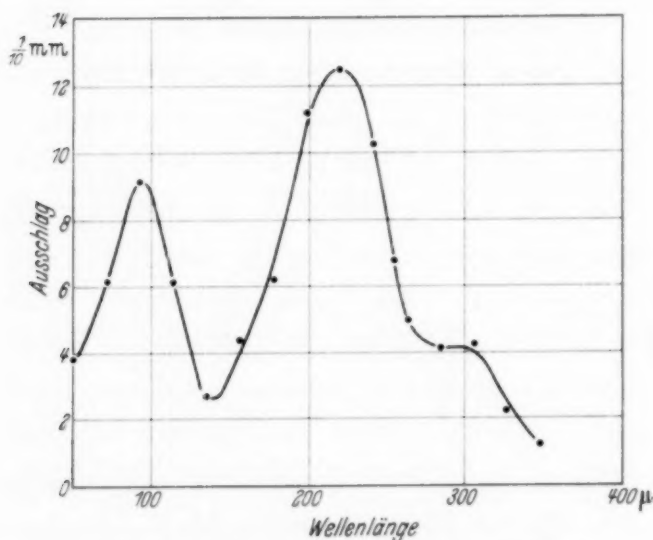


Fig. 8. UR-Spektrum der Tl-Ringentladung.

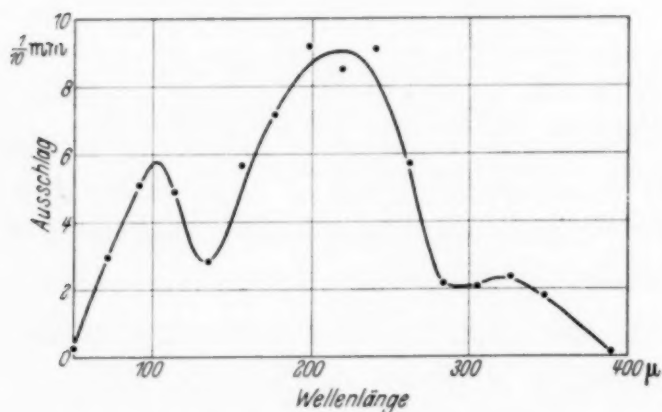


Fig. 9. UR-Spektrum der S-Ringentladung.

Eine ähnliche Verteilung zeigt die eingeschnürte Entladung von Schwefel, Fig. 9.

Die überraschende Ähnlichkeit der UR-Emissionsspektren der Gruppe Hg, Cd, Zn spricht ebenfalls für die Auffassung, daß es sich bei den genannten Hochdruckentladungen, gleichgültig, ob diese durch Hochfrequenzanregung in der Ringentladung oder in der gewöhnlichen Bogenentladung erzeugt werden, um ein langwelliges Emissionskontinuum der angeregten Metaldämpfe und nicht um eine selektive Emission handelt. Denn bei der Verschieden-

Die spektrale Energieverteilung der langwelligen UR-Emission ($300\ \mu$) usw. 681

heit allein der Atomgewichte der Elemente Hg, Cd, Zn wäre es kaum zu verstehen, warum übereinstimmend gerade bei 210 und $320\ \mu$ eine selektive Emission auftreten sollte.

Es sei mir erlaubt, Herru Prof. Dr. G. Hettner auch an dieser Stelle für zahlreiche wertvolle Diskussionen meinen ergebenen Dank auszusprechen. Ferner bin ich zu Dank verpflichtet dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff, für die Aufnahme in seinem Institut und insbesondere der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt Berlin-Adlershof, für die Gewährung der Mittel zur Durchführung der vorliegenden Arbeit.

Jena, Physikalisches Institut der Universität, im Oktober 1939.

[Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung und des wissenschaftlichen Laboratoriums der Auergesellschaft-Berlin.]

Der Leuchtmechanismus von Kristallphosphoren.

Von N. Riehl und M. Schön.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 4. November 1939.)

Das bereits früher von Schön entwickelte Modell des Leuchtmechanismus der Kristallphosphore wird, insbesondere durch Heranziehen der von Möglich und Rompe untersuchten Gesetzmäßigkeiten der Wechselwirkung zwischen Anregungsenergie und Gitterschwingungen vervollständigt und mit der Erfahrung verglichen. Die über das Verhalten des Störterms gemachten Annahmen werden durch die Leistungsfähigkeit des Modells gerechtfertigt. Es können fast sämtliche experimentellen Beobachtungen an Kristallphosphoren erklärt werden, so insbesondere die von Riehl gefundene Teilnahme des gesamten Gitterverbandes an der Erregung, die Erscheinungen der Tilgung und Ausleuchtung, die Unterschiede zwischen dem Spontanleuchten und der Phosphoreszenz, die Unabhängigkeit des Emissionsspektrums von der Vorgeschichte der Anregung und von der Emissionsdauer, die Temperaturabhängigkeiten der Abklingdauer, des Emissionsspektrums, der Quantenausbeute und der Tilgung, die Intensitätsabhängigkeit der Abklingfunktion und der Quantenausbeute (Riehl), ferner die Wellenlängenabhängigkeit der Abklingfunktion, der Quantenausbeute und der Tilgung.

Einleitung. Während Temperaturstrahlung von jedem beliebigen Körper bei genügend hoher Temperatur ausgesandt wird, ist die Anzahl der Stoffe, die *durch Strahlung* (im allgemeinsten Sinne) zum Leuchten erregt werden und somit *lumineszenzfähig* sind, beschränkt. Der grundlegende Unterschied zwischen Lumineszenz und Temperaturstrahlung liegt darin, daß die vom Lumineszenzstoff absorbierte „erregende“ Strahlung nicht dem Wärmeverrat des Körpers zugeführt, sondern in Form potentieller Energie festgehalten wird, welche dann — ohne Umweg über die Wärmeschwingungen der Atome — als Lumineszenzstrahlung teilweise oder ganz zur Ausstrahlung gelangt. Eine Lumineszenz kann nur dann stattfinden, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

a) Die vom leuchtfähigen Atom absorbierte Energie darf nicht an andere, nicht leuchtfähige Atome durch Stöße zweiter Art abgeführt werden. Eine solche für die Lumineszenz schädliche Abführung der Energie ist z. B. nicht vorhanden, wenn das zweite Atom eine größere Anregungsenergie besitzt als die Energie des vom ersten, leuchtfähigen Atom absorbierten Quants. Besonders groß ist dagegen die Wahrscheinlichkeit für eine

Abführung durch Stöße zweiter Art, wenn das zweite Atom in Resonanz mit dem ersten steht.

b) Die Absorption der eingestrahnten Quanten darf nicht zu einer Photolyse (Dissoziation oder Prädissoziation) führen. Die Aussicht für eine solche Photolyse besteht vorwiegend bei mehratomigen Molekülen. In diesem Falle würde die Energie für den Trennungsvorgang verbraucht werden und ginge für die Lumineszenz verloren.

c) Es darf keine Verteilung der absorbierten Strahlungsenergie über andere Freiheitsgrade innerhalb des Moleküls stattfinden. Die Möglichkeit einer solchen Verteilung ist besonders groß bei vielatomigen Molekülen.

Demnach ist die Lumineszenzfähigkeit bei folgenden Stoffsystemen zu erwarten:

1. Verdünnte Gase. Hier ist die Lumineszenzfähigkeit um so wahrscheinlicher, je kleiner das Molekül ist, und zwar wegen der Punkte b) und c).

2. Große (vorwiegend organische) Moleküle (z. B. Benzol und seine Derivate), sowie Moleküle oder Atome in kondensierten Phasen (z. B. seltene Erden), soweit sie den Bedingungen a), b) und c) genügen. Allerdings ist zu bemerken, daß diese Bedingungen nur in verhältnismäßig seltenen Fällen erfüllt sind, so daß der größte Teil der großmolekuligen Verbindungen und der Moleküle in kondensierten Phasen — zumindest bei Zimmertemperatur — nicht lumineszenzfähig ist.

Während bei den vorgenannten Stoffen der Vorgang innerhalb eines energetisch abgeschlossenen Systems atomarer Dimensionen verläuft, also innerhalb eines Atoms oder Moleküls, und somit auch der Leuchtmechanismus den Gesetzen einer *monomolekularen* Reaktion gehorcht, gibt es noch eine große Gruppe von Stoffen, die man heute meist als *Kristallphosphore* bezeichnet, bei denen am Leuchtmechanismus sich nicht nur ein Atom oder ein Molekül beteiligt, sondern eine gegebenenfalls nach Zehntausenden zählende Vielzahl von Atomen. Wie Riehl¹⁾ gefunden und Schön²⁾ theoretisch begründet hat, beteiligt sich am Leuchtvorgang grundsätzlich der ganze Kristall oder zumindest Bereiche desselben, die eine weitaus überatomare räumliche Ausdehnung haben. Entsprechend der Tatsache, daß es sich hier um ein Zusammenwirken zahlreicher Atome handelt, gehorchen hier die Leuchtvorgänge dem Gesetz einer *bi- oder mehrmolekularen* Reaktion. Die Abklingungskurven des Leuchtens sind keine *e*-Kurven, die Anregung findet nicht an bestimmten Stellen des Gitters

¹⁾ Ann. d. Phys. (5) **29**, 640 ff., 1937. — ²⁾ ZS. f. techn. Phys. **19**, 361, 1938; Phys. ZS. **39**, 940, 1938.

statt, sondern kann an beliebiger Stelle des Gitters vor sich gehen; es tritt ferner eine Energiewanderung über beträchtliche Strecken innerhalb des Gitters auf.

Zu diesen Kristallphosphoren gehört vor allem die Gruppe der Sulfid-leuchtstoffe, insbesondere die ZnS- und ZnS-CdS-Phosphore, wahrscheinlich jedoch mit Ausnahme der mit Mangan aktivierten. Ferner gehören zu dieser Gruppe die Zinkoxyde und die Silikate. Mit großer Wahrscheinlichkeit fallen auch die Wolframate und Molybdate unter die Kristallphosphore. Die mit Schwermetallen aktivierten Alkalihalogenide gehören nicht zu den Kristallphosphoren, da sich bei diesen der Leuchtvorgang innerhalb des Schwermetallkomplexes vollzieht. (Das Leuchten klingt nach einer reinen Exponentialfunktion ab. Das Erregungsspektrum ist identisch mit dem Absorptionsspektrum des Schwermetallkomplexes ¹⁾). Auch die mit den Ionen der seltenen Erden verbundene Lumineszenz verläuft innerhalb der Ionen der seltenen Erden. Daher sind auch die mit seltenen Erden aktivierten Stoffe nicht den Kristallphosphoren zuzuordnen ²⁾).

Es soll im folgenden zunächst das optische Verhalten eines idealen Kristalls erörtert werden, wobei wir uns darauf beschränken, aus der Elektronentheorie der Kristalle ³⁾ die für unsere Betrachtungen notwendigen Tatsachen kurz zusammenzufassen; sodann sollen die Abänderungen dieses Verhaltens durch die Anwesenheit von Störstellen erörtert werden, welche — wie wir sehen werden — den Anlaß zur Lumineszenzfähigkeit geben. Ferner soll kurz auf die strahlungslosen Wechselwirkungen zwischen Elektronenübergängen und den Atomen des Gitters eingegangen werden, wodurch sich eine Aufklärung der Tilgungs- und Auslöserscheinungen sowie der Temperaturabhängigkeit der Lumineszenzfähigkeit ergibt. Schließlich werden die aus den theoretischen Vorstellungen zu ziehenden Folgerungen mit dem Experiment verglichen.

¹⁾ Vgl. R. Hilsch, Phys. ZS. **38**, 1031, 1937; Proc. Phys. Soc. **49**, 40, 1937. — ²⁾ Das sicherste Kriterium zur Entscheidung der Zugehörigkeit eines Leuchtstoffes zur Gruppe der Kristallphosphore ist die Abhängigkeit der Anfangsintensität des Nachleuchtens von der Größe der anregenden Lichtsumme bei kurzzeitiger Anregung. Bei Kristallphosphoren nimmt sie quadratisch mit der Lichtsumme zu [V. Antonow-Romanowsky, C. R. Moskau (N. S.) (2) 1936, S. 97—100]. Dieses Kriterium ist sicherer als das der Analyse der Abklingkurve, da der der bimolekularen Reaktion entsprechende hyperbolische Verlauf durch verschiedene Faktoren gestört wird, die bei kurzzeitiger Anregung im Anfang des Abklingens noch nicht wirksam sind. Leider sind derartige Messungen bisher nur einmal, und zwar am ZnS durchgeführt worden. — ³⁾ Vgl. hierzu A. Sommerfeldt u. H. Bethe, Handb. d. Phys. XXIV, 2, S. 333 ff., Berlin 1933; H. Fröhlich, Elektronentheorie der Metalle. Berlin 1936.

1. *Optisches Verhalten eines idealen Kristalls.* Bei einem idealen Kristall findet man beim geringsten Fortschreiten innerhalb des Kristalls eine strenge räumliche Periodizität der Atome und somit auch des elektrischen Potentials. Jeder Term eines vom Gitter gehörenden Atoms wird infolge Wechselwirkung mit allen am Kristall beteiligten n Atomen in $2n$ Terme aufgespalten. Diese $2n$ Terme liegen so dicht nebeneinander, daß man es praktisch mit einer kontinuierlichen Aufeinanderfolge von Termen zu tun hat. Es entstehen breite Bänder von erlaubten Zuständen. Man kann also sagen, daß die ursprünglichen Terme der Atome durch die Zusammenfassung dieser zu einem Kristall zu Bändern verbreitert werden, die durch

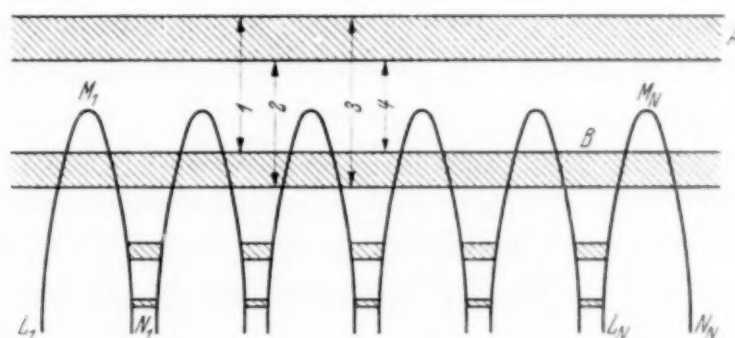


Fig. 1. Energiemodell eines idealen Kristalles (lineares Schema).
A. Unterstes unbesetztes (Leitfähigkeits-) Band. B. Oberstes besetztes Band.

Bereiche verbotener Energiewerte getrennt sind. Hierbei werden die hochgelegenen Terme in breitere Bänder aufgespalten als die tiefergelegenen. Die Röntgenterme beispielsweise erfahren nur eine geringe Verbreiterung, die optischen Terme dagegen eine sehr große. Elektronen in den breiten Energiebändern können nicht mehr einzelnen Atomen angehören, sondern sind dem gesamten Kristall zuzuschreiben.

Man kann somit im Kristall Zonen von erlaubten und verbotenen Energiebereichen annehmen (Fig. 1). Die erlaubten Zonen sind schraffiert dargestellt, die unerlaubten weiß gelassen. Die Kurven $L_1 M_1 N_1$ bis $L_n M_n N_n$ stellen den Potentialverlauf zwischen den Atomen dar. — Man sieht aus der Figur, daß die unteren Terme eine geringe Aufspaltung, also auch eine geringe Bandbreite aufweisen, die oberen dagegen eine sehr große Bandbreite zeigen.

Ist ein Band nicht voll mit Elektronen ($2n$ Elektronen) besetzt, so liegt metallische Leitfähigkeit vor. Zum Zustandekommen einer elektrischen Leitfähigkeit ist nämlich erforderlich, daß das Elektron durch ein angelegtes elektrisches Feld eine Beschleunigung erfahren, also einen kleinen Energiezuwachs erhalten kann. Dieser Energiezuwachs ist nicht möglich, wenn

sämtliche $2n$ Terme des Bandes besetzt sind; das Elektron kann dann nicht auf den nächst höheren Term gelangen, weil dieser ja schon besetzt ist, und somit kann das Elektron auch keine Beschleunigungsenergie aufnehmen. Eine Bewegung der Elektronen im elektrischen Felde (Leitfähigkeit) würde also in einem solchen Falle nicht zustande kommen.

Ist also das Band durch $2n$ Elektronen besetzt („voll besetzt“), so liegt ein Isolator vor. Wir brauchen für unsere Aufgabenstellung nur auf diesen Fall einzugehen. In dem von uns zu betrachtenden Fall ist demnach das oberste Elektronen enthaltende Band voll besetzt.

Nun müssen wir noch folgenden wichtigen Umstand anführen: Jedem der $2n$ Terme, die zu einem Band gehören, ist ein sogenannter reduzierter Ausbreitungsvektor zugeordnet. Bei optischen Übergängen muß dieser Vektor nach Richtung und Größe unverändert bleiben¹⁾. Also kann ein Elektron von einem Band zum anderen nur dann übergehen, wenn der Übergang von einem Terme des einen Bandes zu einem ganz bestimmten Term des anderen Bandes stattfindet, und zwar zu dem Term, der denselben Ausbreitungsvektor hat wie der Term, aus dem das Elektron kommt.

Unter diesem Gesichtspunkt kann man die Kristalle in zwei Gruppen einteilen, nämlich solche, bei denen die Ausbreitungsvektoren im obersten besetzten und im darüberliegenden unbesetzten Bande gleichläufig sind und solche, in denen sie gegenläufig sind. Fig. 1 veranschaulicht die Verhältnisse. Sind die Ausbreitungsvektoren gleichsinnig, so kann das Elektron beispielsweise von der unteren Kante des unteren Bandes an die untere Kante des oberen Bandes gelangen und umgekehrt. Von der oberen Kante des unteren Bandes kann das Elektron nur an die obere Kante des oberen Bandes gelangen. Demgemäß entspricht, wenn man berücksichtigt, daß das obere Band breiter ist als das untere, das langwellige Ende des Absorptionsspektrums dem in Fig. 1 eingezeichneten Übergang 2, das kurzwellige Ende dagegen dem Übergang 1. Anders liegen die Verhältnisse, wenn die Ausbreitungsvektoren in den beiden Bändern gegenläufig sind. In diesem Falle kann das vom oberen Rande des unteren Bandes stammende Elektron nur an den unteren Rand des oberen Bandes kommen, das vom unteren Rande des unteren Bandes dagegen nur an den oberen Rand des oberen Bandes. Das langwellige Ende des Ab-

¹⁾ Diese Auswahlregel besagt, daß bei einem optischen Übergang der Impulsaustausch der Elektronen mit dem Gitter so groß ist, daß der Ausbreitungsvektor gerade konstant bleibt. Der Ausbreitungsvektor hängt mit dem Impuls der Elektronen zusammen.

sorptionsspektrums entspricht hier also dem Übergang 4, das kurzwellige dem Übergang 3. In dem einen Falle hat das Absorptionsspektrum eine spektrale Ausdehnung, die der Summe der Breiten beider Bänder, in dem anderen eine Ausdehnung, die der Differenz der Breiten entspricht.

Mit diesen Ausführungen sind die Verhältnisse, die die Quantenmechanik für den Absorptionsvorgang ergibt, in ihren Grundzügen festgelegt.

Was geschieht nun, wenn bei dem idealen Kristall ein Elektron in der oben beschriebenen Weise unter Beibehaltung seines Ausbreitungsvektors aus dem obersten besetzten Bande in das darüberliegende unbesetzte Band infolge eines Absorptionsaktes gelangt? Es kann zweierlei passieren. Entweder fällt das Elektron sofort wieder auf den Term im unteren Band, aus dem es stammt, zurück. In diesem Falle liegt eine Erscheinung vor, die man als Resonanz-Fluoreszenz bezeichnen kann, und die sich phänomenologisch von einer Lichtstreuung nicht unterscheidet. Da dieser Übergang nur stattfinden kann, solange die Energien weder des Elektrons im oberen, noch die des Loches im unteren Bande verändert werden, müßte dieser Übergang in einer gegenüber der natürlichen Lebensdauer angeregter Zustände sehr kurzen Zeit erfolgen. Dementsprechend wird auch die Intensität dieser Resonanz-Fluoreszenzstrahlung, die außerdem noch im Kristall reabsorbiert wird, sehr klein sein. Es ist also nicht zu erwarten, daß in einem solchen Falle eine beobachtbare Fluoreszenz feststellbar sein wird, sie könnte sich höchstens in einer verstärkten Reflexion der einfallenden Strahlung äußern. Sehr viel wahrscheinlicher ist hingegen, daß das ins obere Band gelangte Elektron nicht seine Energie behält und sodann unter Beibehaltung seines Ausbreitungsvektors auf den ursprünglichen Term zurückfällt, sondern daß es infolge Wechselwirkung mit dem Gitter unter Abgabe eines Teiles seiner Energie an den unteren Rand des oberen Bandes diffundiert. Denn das obere Band ist ja unbesetzt, und es bestehen für das Elektron keine Hindernisse, von einem Term zum anderen herunterfallend, an den unteren Rand des Bandes zu gelangen. Entsprechend rückt auch das im besetzten Bande übriggebliebene Loch an den oberen Rand dieses Bandes. Nunmehr kann aber ein Zurückfallen des Elektrons in das untere Band unter Lichtemission nicht mehr stattfinden, denn der Ausbreitungsvektor des Terms, auf dem das Elektron jetzt sitzt, stimmt nicht mehr mit dem Ausbreitungsvektor des Terms überein, in dem sich das Loch befindet, auch nicht in Kristallen mit gegenläufigem Ausbreitungsvektor, da ja auch Übereinstimmung der Richtungen der Ausbreitungs-

vektoren verlangt ist. Außerdem würde auch diese Strahlung reabsorbiert werden, so daß selbst bei möglichen Elektronenübergängen höchstens eine Oberflächenfluoreszenz auftreten könnte. Das Elektron bleibt zunächst oben, bis es nach einer gewissen Zeit unter Abgabe seiner Energie in Form von Wärme, d. h. also ohne Aussendung einer Strahlung, in das untere Band zurückkehrt¹⁾. Wir sehen somit, daß bei einem Idealkristall eine Lumineszenz nicht auftreten kann²⁾.

Wir müssen hier noch kurz auf die von verschiedenen Seiten³⁾ vorgeschlagene Möglichkeit der Aufspeicherung von Energie durch Anregung eines Elektrons bis in die Nähe des oberen Bandes eingehen, wobei Elektron und Loch durch Coulombsche Wechselwirkung gekoppelt bleiben. Die verlustlose Energiewanderung durch das Gitter soll hier durch Stöße zweiter Art erfolgen. Das gekoppelte Paar (Elektron-Loch) wird dort „Exciton“

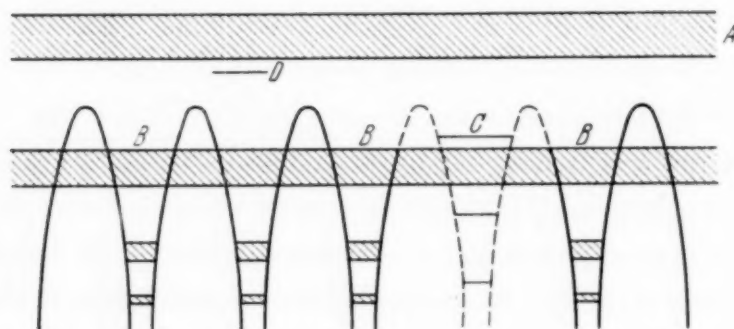


Fig. 2. Modell eines Kristallphosphors (lineares Schema).
A Unterstes unbesetztes (Leitfähigkeits-) Band. B Oberstes besetztes Band.
C Störterm (besetzt). D Anlagerungsterm.

genannt. Wir möchten in diesem Zusammenhang nur darauf hinweisen, daß die Excitonen im Frenckelschen Sinne⁴⁾ nur Energien bis zur Größe der Reststrahlenenergien aufnehmen können.

II. Kristalle mit Störstellen. Die bekannten Kristallphosphore gewinnen ihre Lumineszenzfähigkeit durch eine Aktivierung, d. h. durch Einbau von

¹⁾ Die Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs ist, wie sich bereits aus dem experimentellen Befund der Abnahme des Leuchtvermögens mit der Temperatur ergibt, stark temperaturabhängig. Bezüglich der theoretischen Gesichtspunkte über die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter, insbesondere auch über die Temperaturabhängigkeit verweisen wir auf eine demnächst erscheinende Arbeit von F. Möglich und R. Rompe (im Druck). — ²⁾ Wenn die Breite des unteren Bandes mit kT vergleichbar wird, was bei tiefliegenden Termen der Fall ist und wenn gleichzeitig die Reabsorption nicht zu stark ist, kann eine Fluoreszenz des reinen Kristalls auftreten (z. B. Röntgenfluoreszenz). — ³⁾ Vgl. R. W. Guernsey u. N. F. Mott, Trans. Faraday Soc. **35**, 69, 1939; ferner Frederick Seitz, ebenda, S. 74. — ⁴⁾ J. Frenckel, Phys. ZS. d. Sowjetunion **9**, 158, 1936.

geeigneten Fremdatomen oder wie beim ZnS, ZnSCdS und ZnO auch durch Einbau überschüssiger Metallatome ihres eigenen Gitters¹⁾. Es liegt daher nahe, die Lumineszenz mit den eingebauten Atomen in Verbindung zu bringen²⁾.

Diese Fremdatome werden ihre Terme, abgesehen von energetischen Verschiebungen und Aufspaltungen infolge der Kristallfelder als solche beibehalten. Denn für sie werden die resonanzartigen Wechselwirkungen infolge der Gitterperiodizität wegfallen, die zur Ausbildung der Energiebänder des Grundgitters führen. An den Störstellen werden also diskrete Terme auch innerhalb der verbotenen Zonen liegen können.

An sich kann man das Zustandekommen der Lumineszenz mit Hilfe der Fremdatome in verschiedener Weise erklären. Man könnte z. B. den Störatomen die Rolle eines Katalysators für den leuchtenden Übergang zuschreiben, der lediglich die Aufgabe hat, die strenge Auswahlregel für den Übergang zwischen den Energiebändern aufzuheben³⁾. Dann dürfte aber die Emissionsbande nicht soweit nach längeren Wellen verschoben sein, wie es tatsächlich der Fall ist. Außerdem könnte so die Abhängigkeit des Emissionsspektrums von dem Fremdatom nicht erklärt werden. Man muß daher eine aktive Mitwirkung der diskreten Terme der Fremdatome annehmen:

Hierfür bestehen nun zwei Möglichkeiten, nämlich daß der betreffende Term, den wir „Störterm“ nennen wollen, im nicht angeregten Zustand besetzt ist, oder daß er unbesetzt ist. Von Schön (l. c.) wurde wegen des bimolekularen Leuchtvorgangs die erste dieser Möglichkeiten angenommen. Diese Annahme hat eine weitere Rechtfertigung gefunden durch die Erklärung des scheinbar metastabilen Charakters der „Anlagerungsstellen“⁴⁾ (s. unten) und der Temperaturabhängigkeit der spektralen Emissionsverteilung von Phosphoren mit verschiedenen Aktivatoratomen (s. unten,

¹⁾ A. Schleede, ZS. f. angew. Chem. **52**, 452, 1939. — ²⁾ Die bisherigen Erfahrungen sprechen dafür, daß die Aktivatoratome bei den Kristallphosphoren in Gitterzwischenräume, also nicht mischkristallartig eingebaut werden. Der mischkristallartige Einbau führt offenbar zu Leuchtstoffen, die zur Gruppe der Alkalihalogenidphosphore gehören. — ³⁾ Gegen die in diesem Zusammenhang gelegentlich vorgebrachte Darstellung, daß der Übergang dann stattfindet, wenn Loch und Elektron sich am Ort des Störterms „treffen“, ist einzuwenden, daß man nur bei außerordentlich kurzen Zeiten von etwa 10^{-14} sec von einem „Ort“ des Elektrons sprechen kann, nicht aber bei den hier in Frage stehenden größeren Zeiten, für die man Loch und Elektron sich tatsächlich über den gesamten Kristall verschmiert vorstellen muß. — ⁴⁾ M. Schön, Naturwiss. **27**, 432, 1939.

Nr. 17) ¹⁾. Dabei soll der mit einem Elektron besetzte Störterm nur wenig oberhalb des besetzten Bandes liegen, so daß unmittelbar nach der Anregung (Übergang des Elektrons aus dem unteren Bande heraus) das Elektron aus dem Störterm in das Band übergeht und dieses auffüllt. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses nimmt mit abnehmendem Abstand und mit zunehmender Temperatur zu. Als Folge der Anregung ergibt sich also ein freier Term in der Störstelle. Ein im Leitfähigkeitsband befindliches Elektron kann nunmehr unter Aussendung seines Lichtquants in den freien Störterm übergehen.

Über die für diesen Übergang geltenden Auswahlregeln läßt sich nichts Sicheres aussagen. Aber es ist wahrscheinlich, daß die Übergänge aus jeder Höhe des oberen Bandes stattfinden können. Bei den Röntgenübergängen zwischen einem Band und einem tiefen Term trifft das jedenfalls zu.

Für den Leuchtvorgang erhalten wir demnach folgendes Bild. Nach der Absorption eines Lichtquants im Grundgitter des Kristallphosphors wird ein Elektron in das Leitfähigkeitsband gehoben, wo es, wie wir annehmen müssen, in einer gegen die Verweilzeit im oberen Band kleinen Zeit an den unteren Rand diffundiert. Das Loch im unteren Band wird entweder sofort oder nach der Diffusion an den oberen Rand des Bandes aus einem Störterm aufgefüllt. Die Zeit für den Übergang aus dem Störterm in das untere Band ist um so kürzer, je näher der Term am Bande liegt. Wie sich aus der bereits erwähnten Untersuchung von Möglich und Rompe ergibt, ist sie auch temperaturabhängig. Insbesondere werden mit zunehmender Temperatur die Übergänge aus höher liegenden Störtermen beschleunigt. Die Strahlungsemission findet beim Übergang des Elektrons aus dem Leitfähigkeitsband in den freien Störterm statt. Im Leitfähigkeitsband nehmen die Elektronen in einem Bereich von der Größenordnung kT am unteren Rande eine Temperaturverteilung an, und zwar in Übereinstimmung mit der Theorie der Kristalle die eines freien dreidimensionalen Gases (s. unten Nr. 7).

Die Anregung kann natürlich auch durch direkte Absorption im Störterm erfolgen. Die diesem Vorgang entsprechende Absorptionsbande ist aber erstens nur sehr schwach ausgeprägt, da ja die Zahl der Störstellen viel geringer ist als die Zahl aller im Kristall vorhandenen Atome, und zweitens ist sie längerwellig als die Absorptionsbande des Grundgitters. Wir werden auf diesen Punkt noch weiter unten eingehen.

¹⁾ Anm. bei der Korrektur. Dieser Auffassung hat sich inzwischen auch Johnson angeschlossen. Siehe R. P. Johnson, Journ. Opt. Soc. Amer. **29**, 387, 1939.

Im allgemeinen werden die Störterme an den verschiedenen Störstellen energetisch nicht identisch sein, sondern statistischen Schwankungen unterliegen, die durch die statistischen Verschiedenheiten im Einbau der Phosphorogenatome in den Gitterzwischenräumen begründet sind. Infolgedessen besitzt der Störterm eine beträchtliche statistische Breite, die neben der Verbreiterung durch die Kristallfelder im wesentlichen für die Breite der Emissionsbande bei tiefen Temperaturen verantwortlich ist ¹⁾.

Wie wir im weiteren sehen werden, erklärt dieser Mechanismus die meisten charakteristischen Eigenschaften der Kristallphosphore, insbesondere auch die von Riehl²⁾ auf Grund seiner Untersuchungen geforderte Wanderung der Anregungsenergie durch den Kristall zur emissionsfähigen Störstelle.

Zur Erklärung der Speicherung der Energie (Phosphoreszenz) und der Abhängigkeit dieser Speicherung von der Temperatur müssen wir außer den Termen der Störstellen noch die Existenz weiterer Terme im Gitter annehmen. Diese Terme (Anlagerungsstellen) müssen in der Nähe des Leitfähigkeitsbandes unterhalb desselben liegen und metastabil sein. Die Existenz derartiger Terme wird auch durch die Erfahrung an Halbleitern und Isolatoren nahegelegt. Die in das Leitfähigkeitsband gelangten Elektronen können auf diese Anlagerungsterme übergehen, sich hier anlagern, bis sie durch thermische Bewegung oder durch Ultraroteinstrahlung wieder in das Leitfähigkeitsband gehoben werden. Wenn der energetische Abstand dieser Anlagerungsterme vom Leitfähigkeitsband so groß ist, daß die thermische Energie bei Zimmertemperatur nicht zur Befreiung der Elektronen ausreicht, so tritt statt der Phosphoreszenz Thermolumineszenz auf. Die Zahl Anlagerungsstellen hängt unmittelbar mit der einfrierbaren Lichtsumme zusammen.

Unverständlich erscheint zunächst die Forderung, daß die Anlagerungsterme metastabil sein sollen, d. h. daß ein optischer Übergang von dem Anlagerungsterm in das besetzte Band nicht auftreten soll; denn für ein optisches Übergangsverbot vom Anlagerungsterm in die freie Stelle des

¹⁾ Gegen den von C. J. Milner (Trans. Faraday Soc. **35**, 101, 1939) vorgeschlagenen Leuchtmechanismus, bei dem unbesetzte Störterme in der Mitte zwischen den beiden Bändern angenommen werden, sind außer den bereits in der Diskussion (ebenda) vorgebrachten Einwendungen folgende Bemerkungen zu machen. Nach diesen Vorstellungen läßt sich die Abhängigkeit der Emissionsspektren vom Aktivatormolekül bei gleichem Grundgitter nicht erklären. Außerdem ist der Mechanismus auf Grund von älteren Versuchen aufgebaut worden (α - und β -Banden, d -Banden), deren Befunde durch neuere Versuche bereits überholt sind. — ²⁾ N. Riehl, l. c.

besetzten Bandes können keine Gründe angeführt werden. Der metastabile Charakter der Anlagerungsterme läßt sich jedoch zwanglos aus dem vorliegenden Modell erklären¹⁾. Das nach der anregenden Absorption des Grundgitters im besetzten Band entstandene Loch, das sehr schnell an den oberen Rand dieses Bandes diffundiert, wird in sehr kurzer Zeit durch das im Störterm befindliche Elektron aufgefüllt; denn wir haben ja für den Störterm von Anfang an die Voraussetzung gemacht, daß er energetisch so nahe am besetzten Band liegt, daß ein Übergang — in Wechselwirkung mit den Gitterschwingungen, d. h. unter Abgabe von Wärmeenergie — erfolgen kann. Das Loch im besetzten Bande wird also auf diese Weise wieder aufgefüllt, und daher kann ein Übergang des Elektrons vom Anlagerungsterm nach dem besetzten Bande nicht stattfinden. Daher der metastabile Charakter der Anlagerungsterme. Es ist also nicht notwendig, ein optisches Übergangsverbot vom Anlagerungsterm zum besetzten Band zu fordern.

Wohl aber ist zu erwarten, daß der umgekehrte Vorgang, nämlich eine mit dem Übergang des Elektrons aus dem besetzten Band in die Anlagerungsstelle verbundene *Absorption*, möglich ist. Es muß möglich sein, daß ein Elektron direkt in den Anlagerungsterm ohne Umweg über das Leitfähigkeitsband gelangt. Nach Versuchen von Riehl²⁾ und Gisolf³⁾, sowie nach unveröffentlichten Versuchen von Schön und Rothe ist ein solcher Vorgang auch im Experiment zu beobachten. Hierauf wird im übernächsten Kapitel noch näher eingegangen.

III. Strahlungslose Elektronenübergänge infolge Wechselwirkung mit den Atomen des Gitters. Das oben erläuterte Modell des Leuchtmechanismus ist in der Lage, wie wir im nächsten Kapitel sehen werden, alle typischen Strahlungseigenschaften der Kristallphosphore zu erklären. Die Quantenausbeute der Strahlungsumwandlung ist nach diesem Modell, soweit wir es im vorangehenden entwickelt haben, gleich 1, d. h. für jedes absorbierte Lichtquant müßte ein Quant des Lumineszenzlichtes emittiert werden.

Bei den wirklichen Phosphoren liegt der Wert der Quantenausbeute unter 1, wenn er auch in vielen Fällen diesen Wert nahezu erreicht. Die Quantenausbeute hängt sehr stark von der Temperatur ab. Außerdem ändert sie sich auch mit der erregenden Wellenlänge, und zwar wird sie bei kurzen Wellenlängen kleiner. Ferner findet sich bei Kristallphosphoren die

¹⁾ M. Schön, Naturwiss. **27**, 432, 1939. — ²⁾ Ann. d. Phys. (5) **29**, 651, 1937. — ³⁾ Disk. Bem. auf d. Tagung d. Faraday Soc. in Oxford 1938; Trans. Faraday Soc. 1939; Physica **6**, 764, 1939.

Erscheinung der Tilgung, d. h. eine Auslöschung der aufgespeicherten Lichtsumme durch Einstrahlung von ultraroter Strahlung. Diese Tilgung ist um so stärker, je kurzwelliger die ultrarote Strahlung ist.

Das Vorhandensein der strahlungslosen Umwandlung der Anregungsenergie deutet darauf hin, daß die angeregten Elektronen an das Gitter Energie abgeben können. Nach den experimentellen Befunden an Phosphoren (s. Kapitel IV) muß man annehmen, daß die Wahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge um so größer ist, je höher das Elektron im Leitfähigkeitsband liegt, und daß sie vor allem außerordentlich stark mit der Temperatur ansteigt.

Die bisher bekannten quantenmechanischen Vorstellungen über die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter durch einquantige strahlungslose Übergänge¹⁾ reichen zur Deutung nicht aus. Dagegen wurden von Möglich und Rompe in der oben erwähnten Arbeit bei der Untersuchung der Wechselwirkungsvorgänge in einer höheren Näherung der Kristalltheorie *mehrquantige strahlungslose Übergänge* gefunden, deren Gesetzmäßigkeiten genau den Anforderungen entsprechen, die man auf Grund der experimentellen Befunde bei Kristallphosphoren an sie stellen muß. Wir übernehmen daher diese Übergänge in unser Modell. Für ihre Wahrscheinlichkeit W ergibt sich nach Möglich und Rompe die Ungleichung:

$$W \geq A T^{(E/h\nu')},$$

wo T die absolute Temperatur, E die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand und ν' die Debyesche Grenzfrequenz bedeuten.

Der Exponent von T wächst mit zunehmender energetischer Höhe des Elektrons und hat für optische Übergänge Werte von etwa 50.

Hieraus folgt ohne weiteres, daß die Wahrscheinlichkeit der Abgabe der Energie an die Gitterschwingungen steil mit der Temperatur ansteigt, und es folgt weiter das sehr wichtige Resultat, daß diese Abgabe um so wahrscheinlicher ist, je höher das Elektron innerhalb des Leitfähigkeitsbandes sich befindet. Wir werden im nächsten Kapitel sehen, daß hierdurch sämtliche typischen Eigenschaften der Tilgung und verwandter Erscheinungen verständlich werden.

IV. Eigenschaften der Lumineszenz, die sich aus dem Modell ergeben. Vergleich zwischen Theorie und Erfahrung. Im folgenden zählen wir die verschiedenen Eigenschaften der Kristallphosphore auf, die sich aus dem

¹⁾ Siehe z. B. Peierls, Ann. d. Phys. (5) **12**, 154, 1932.

vorliegenden Modell ergeben und prüfen jeweils, ob sich die experimentell gefundenen Erscheinungen mit den auf Grund des Modells geforderten decken.

1. *Bei Erregung des spontanen Nachleuchtens (Momentanleuchten) findet die Absorption im gesamten Gitter statt.* Aus dem Modell folgt, daß die Anregung (erregende Absorption) im gesamten Gitter stattfindet und nicht etwa nur an den Störstellen (Phosphorogenatomen), denn das besetzte Band, aus dem gemäß dem Modell bei der Absorption das Elektron gehoben wird, ist im gesamten Kristall vertreten und gehört nicht etwa allein zu den Störatomen. Ebenso gehört das Leitfähigkeitsband, in das das Elektron beim Absorptionsakt gelangt, zum ganzen Kristall.

2. *Auch die unmittelbare Erregung der reinen Phosphoreszenz durch langwellige Strahlung findet aus dem Grundzustand des Gitters statt.* Da sie aber direkt in Anlagerungsterme führt, deren Konzentration im Verhältnis zu der der Gitterbestandteile sehr gering ist, ist der Absorptionskoeffizient für die langwellige erregende Strahlung nur sehr klein. Diese langwellige Strahlung kann ferner nur Phosphoreszenz erregen, nicht aber das Momentanleuchten (spontanes Nachleuchten nach Riehl), denn die langwellige Absorption bringt ja das Elektron nicht direkt ins Leitfähigkeitsband, sondern in den Anlagerungsterm. Die Elektronen aber, die im Anlagerungsterm sitzen, erzeugen Phosphoreszenz. Sie lassen sich im Anlagerungsterm einfrieren und erzeugen ein Leuchten, wenn sie durch Wärmebewegung des Gitters aus dem Anlagerungsterm in das Leitfähigkeitsband gehoben werden und so Gelegenheit erhalten, unter Ausstrahlung von Licht auf den Störterm herunterzufallen.

Alle diese sich aus dem Modell ergebenden Schlußfolgerungen entsprechen genauestens den experimentell festgestellten Tatsachen. Daß die Anregung tatsächlich im gesamten Grundgitter stattfindet, konnte Riehl¹⁾ einwandfrei nachweisen. Ebenso konnte nachgewiesen werden, daß bei Vergrößerung der erregenden Wellenlänge man in ein Gebiet kommt, in dem der Absorptionskoeffizient für die erregende Strahlung um Zehnerpotenzen geringer wird, wobei die nunmehr absorbierte längerwellige Strahlung vorwiegend Phosphoreszenz erregt, aber kein spontanes Nachleuchten. Diese Erscheinung wurde von Riehl²⁾, von Gisolf³⁾ und von de Groot⁴⁾, sowie von Schön und Rothe (unveröffentlichte Versuche)

¹⁾ Ann. d. Phys., l. c. — ²⁾ Ebenda (5) **29**, 652, 1937. — ³⁾ Disk. Bem. auf d. Tagung d. Faraday Soc. in Oxford 1938. Trans. Faraday Soc. 1939; Physica **6**, 764, 1939. — ⁴⁾ W. de Groot, Physica **6**, 275, 1939.

festgestellt. Bei längerwelliger Erregung hat nach diesen Versuchen das Leuchten alle typischen Eigenschaften der echten Phosphoreszenz. Die Intensität des Leuchtens kann über eine gewisse Grenze hinaus (Sättigungsgrenze) nicht gesteigert werden. Die Sättigung liegt dann vor, wenn alle Anlagerungsterme von Elektronen besetzt sind. Zweitens wird das Leuchten bei Erhöhung der Temperatur intensiver, weil dann die Störterme schneller von den Elektronen befreit werden und somit neue Elektronen aufnehmen. Umgekehrt verschwindet das Leuchten fast ganz bei Anwendung tiefer Temperaturen, denn die Elektronen gelangen zwar in den Anlagerungsterm, können ihn aber infolge der geringen Temperatur nicht verlassen und daher auch keinen Leuchteffekt hervorbringen.

3. *Die Emission findet nur an den Störstellen statt.* Der Emissionsvorgang findet nur an der Störstelle statt, denn das Leuchten ist ja durch das Herunterfallen des Elektrons auf den Störterm verursacht. Die Störterme sind aber nur an den Störstellen (an den Phosphorogenatomen) vorhanden. Diese Forderung entspricht der experimentellen Tatsache, daß die spektrale Zusammensetzung des emittierten Lichtes maßgeblich von der Art der Störstelle, d. h. also von der Art des Phosphorogenatoms abhängt. Bei gleichem Grundgitter können durch Einbau verschiedener Phosphorogene die verschiedensten Emissionsspektren erzeugt werden.

4. *Energiewanderung.* Wenn die Absorption im gesamten Gitter stattfindet, die Emission aber nur an den Störstellen, so bedeutet dies, daß die Energie über eine große Anzahl von Netzebenen hinweg von dem Ort der Absorption an den Ort der Emission hinüberwandern kann. Diese Energiewanderung hat Riehl auf Grund seiner Versuche gefunden. Die theoretische Erklärung hatten Möglich und Schön¹⁾, sowie Schön (l. c.) auf Grund des vorliegenden Modells gegeben. Die Energiewanderung erklärt sich aus dem Modell tatsächlich vollkommen zwanglos. Das an irgendeiner Stelle aus dem besetzten Band durch den Absorptionsakt herausgelöste Elektron gelangt ja gemäß diesem Modell ins Leitfähigkeitsband. Innerhalb des unbesetzten Leitfähigkeitsbandes kann es nun an die Störstelle wandern und dort auf den unbesetzt gewordenen Störterm herunterfallen.

5. *Gleichheit des Emissionsspektrums zu verschiedenen Zeiten der Abklingung.* Aus dem Modell ergibt sich, daß das Lumineszenzspektrum von der Art und Vorgeschichte der Anregung unabhängig ist. Der Emissionsvorgang ist nämlich immer der gleiche. Es handelt sich immer um das

¹⁾ Naturwiss. 27, 432, 1939.

Herunterfallen des Elektrons vom Leitfähigkeitsband auf den Störterm. Daher haben Phosphoreszenz und spontanes Nachleuchten das gleiche Spektrum. Denn es ist für den Emissionsmechanismus gleichgültig, ob das Elektron zuerst direkt in das Leitfähigkeitsband gelangt und von dort in den Störterm heruntergefallen ist, oder ob es sich vorher noch eine Zeitlang auf dem Anlagerungsterm aufgehalten hat. Die Gleichheit der Lumineszenzspektren zu Beginn und zum Schluß des Abklingungsvorgangs, ihre Unabhängigkeit davon, ob es sich um reine Phosphoreszenz oder um das spontane Nachleuchten handelt, ist experimentell sicher erwiesen. Diese Unabhängigkeit bildete lange Zeit Schwierigkeiten für eine theoretische Deutung. Selbstverständlich ist hier immer von dem Spektrum einer einzigen Emissionsbande die Rede. Es gibt Phosphore mit mehreren Emissionsbanden, die von verschiedenen Phosphorogenatomen stammen. Hierbei kann natürlich das gesamte Lumineszenzspektrum dadurch im Laufe der Zeit große Änderungen erfahren, daß die eine Bande schneller abklingt als die andere. Dies hat mit der vorher ausgesprochenen Behauptung nichts zu tun. Wir erwarten nur die Zeitunabhängigkeit des Spektrums für eine einzige Bande, und dies ist eine experimentell schon seit langem sicher erwiesene Tatsache.

Veränderungen des Emissionsspektrums sind nach den hier entwickelten Vorstellungen dann zu erwarten, wenn Übergänge der Elektronen aus dem Leitfähigkeitsband in den Störterm auftreten, bevor die Elektronen des Leitfähigkeitsbandes an den unteren Rand diffundiert sind, wo sie, wie wir sehen werden, eine Temperaturverteilung annehmen. Die Veränderung würde in einer sehr starken Violettverbreiterung bestehen. Wenn die Zeit für die Gleichgewichtseinstellung der Elektronen im oberen Bande so groß ist, daß diese Zeit noch mit einem Kerr-Zellenverschluß experimentell erfaßt werden kann, sollte die Verbreiterung beobachtet werden können, wenn man nur den dieser Zeit entsprechenden Teil zu Beginn des Nachleuchtens untersucht. Vielleicht macht sich die Verbreiterung auch bei außerordentlich starker kurzzeitiger Anregung, z. B. durch ein sehr konzentriertes Elektronenstrahlbündel schon bemerkbar. Da nämlich die effektive Abklingzeit mit steigender Konzentration der angeregten Störterme abnimmt, ist es vielleicht möglich, durch sehr starke Anregung die kritische Abklingzeit zu erhalten. Derartige Versuche sind bisher nicht durchgeführt worden. Sie würden gleichzeitig auch erlauben, die Einstellzeiten des Elektronengleichgewichts im oberen Band zu messen. Da bei sehr tiefen Temperaturen die Prozesse, die auf den Wechselwirkungen mit dem Gitter beruhen, teilweise stark verlangsamt werden, könnten auch hier bereits unter normalen Anregungsbedingungen derartige Verschiebungen auftreten.

Bei der Temperatur des festen Wasserstoffs wurden sie jedoch an Zinksilikaten nicht beobachtet (unveröffentlichte Versuche von Schön).

6. *Temperaturabhängigkeit der Abklingdauer.* Aus dem Modell ergibt sich, daß das spontane Nachleuchten, d. h. der Vorgang, bei dem das Elektron direkt ins Leitfähigkeitsband gelangt und von dort auf den Störterm herunterfällt, bezüglich der Abklingungsdauer weitgehend unabhängig von der Temperatur ist. Dies entspricht auch völlig den experimentellen Tatsachen. Die Abklingungsdauer des spontanen Nachleuchtens hängt nicht von der Temperatur ab. Das spontane Nachleuchten läßt sich durch Erhöhung der Temperatur nicht verkürzen, und es läßt sich auch durch Verminderung der Temperatur nicht verlangsamen oder gar einfrieren. Ganz anders die Phosphoreszenz, der Vorgang also, bei dem die Elektronen direkt oder über das Leitfähigkeitsband in den Anlagerungsterm gelangen. Damit sie aus dem Anlagerungsterm wieder in das Leitfähigkeitsband kommen (um dann beim Herunterfallen vom Leitfähigkeitsband auf den Störterm Licht zu emittieren), bedarf es der thermischen Agitation. Durch die Wärmeschwingungen werden die Elektronen veranlaßt, aus dem Anlagerungsterm in das Leitfähigkeitsband zu gelangen. Demgemäß ist die Phosphoreszenz sehr stark temperaturabhängig. Bei hoher Temperatur geht sie praktisch in das spontane Nachleuchten über. Bei tiefer Temperatur kann sie vollständig eingefroren werden. Im letzteren Falle sitzen also die Elektronen in den Anlagerungstermen und können diese nicht verlassen. Dieses Bild entspricht genauestens den altbekannten experimentellen Tatsachen, die, soweit es sich um Phosphoreszenz handelt, noch aus den Lenardschen Arbeiten stammen.

7. *Temperaturabhängigkeit der spektralen Emissionsverteilung.* Die Breite der Emissionsbanden wird durch die Breite des unteren Terms, die Temperaturverteilung der Elektronen im oberen Bande sowie durch die Schwankungen der Energie des unteren Terms infolge der Gitterschwingungen gegeben. Für die Temperaturabhängigkeit der Breite der Emissionsbanden sind die Änderung der Elektronenverteilung im oberen Bande, die im Sinne einer Violettverbreiterung wirkt, die Verlagerung der unteren Grenze des oberen Bandes infolge der verstärkten Schwankungen des Gitterpotentials, die im Sinne einer Rotverschiebung wirkt, und schließlich die Änderung der mittleren Lage des unteren Terms maßgebend. Da die energetische Lage dieses Terms infolge der Gitterschwingungen erhöht wird¹⁾, tritt auch hierdurch eine Rotverbreiterung der Banden ein. Für

¹⁾ Die Potentialkurve dieses Terms muß ja in Abhängigkeit von der Dichteschwankung in der Gleichgewichtslage ein Minimum haben.

die violette Halbwertsbreite der Banden, für die demnach nur die Temperaturverteilung der Elektronen des oberen Bandes verantwortlich ist, wurde von Birus und Schön¹⁾ dementsprechend an Zinksilikaten zwischen 90 und 700° K und von Schön (unveröffentlichte Messungen) an einem durch die Bande des selbstaktivierten ZnS nicht gestörten ZnSCu eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Wegen der geringen Konzentration der Elektronen im oberen Bande ist für sie das Boltzmannsche Verteilungsgesetz in der Form $f(E) \cdot e^{-E/kT}$ anzunehmen, wobei E die vom unteren Rande des oberen Bandes her gerechnete Energie darstellt. Für die Gewichtsfunktion $f(E)$ ergab sich experimentell aus der Neigung der Geraden Halbwertszeit—Temperatur die Form: \sqrt{E} . Das Verteilungsgesetz stimmt also mit dem eines freien dreidimensionalen Gases überein, und die Termdichte nimmt am Rande des Bandes mit \sqrt{E} zu.

8. *Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute.* Unter Quantenausbeute verstehen wir die Anzahl der emittierten Quanten pro absorbiertes Quant (diese Anzahl liegt naturgemäß immer unter 1). Auf Grund der Ausführungen in Kapitel II muß die Wahrscheinlichkeit einer Umwandlung der aufgenommenen Energie in Wärme, d. h. die Verschlechterung der Quantenausbeute sehr stark von der Temperatur abhängen. Wir haben dort gesehen, daß die Wahrscheinlichkeit für eine mehrquantige strahlungslose Rückkehr des Elektrons aus dem Leitfähigkeitsband proportional einer hohen Potenz der Temperatur ist. Bei einer gewissen Temperatur wird also bei jedem Kristallphosphor die Umwandlung der gespeicherten Energie in Wärme einen nennenswerten Betrag erreichen und wird bei einer weiteren Erhöhung der Temperatur so groß, daß überhaupt keine Lumineszenz mehr übrigbleibt. Dies entspricht auch den experimentellen Tatsachen [vgl. beispielsweise die Temperaturabhängigkeit des durch Alphastrahlen erregten Lumineszenzleuchtens nach den Messungen von Riehl²⁾]. Bei einer gewissen Temperatur, im vorliegenden Falle bei 200°, setzt eine Abnahme der Lumineszenzfähigkeit (Quantenausbeute) ein, und oberhalb 500° besitzt das von Riehl untersuchte Zinksulfid überhaupt keine Lumineszenzfähigkeit mehr. Ein ähnliches Verhalten gilt grundsätzlich für alle bisher untersuchten Luminophore.

9. *Temperaturabhängigkeit der Tilgung.* Aus unseren Betrachtungen (vgl. Kapitel II) ergibt sich, daß die Tilgung, d. h. die Auslöschung der Phosphoreszenz durch Rot oder Ultrarot, die im Gegensatz zur Ausleuchtung

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **19**, 83, 1938. — ²⁾ Ann. d. Phys. (5) **17**, 588, 1933.

ohne Lichtemission vonstatten geht und somit einen Verlust in der aufgespeicherten Lichtsumme bedeutet, stark mit der Temperatur zunehmen muß. Es sind dieselben Gründe, die eine Abnahme der Lumineszenzfähigkeit bei hohen Temperaturen erwarten lassen. Gemäß dieser Erwartung ergibt auch das Experiment ¹⁾, daß die Tilgung um so größer gegenüber der Ausleuchtung wird, je höher die Temperatur des auszulöschenden Phosphors ist.

10. Abhängigkeit der Abklingfunktion von der Intensität der Erregung. Die Abklingfunktion des spontanen Nachleuchtens (Momentanleuchten) folgt auf Grund des vorliegenden Modells zweifellos den Gesetzen einer bimolekularen Reaktion, da die Rekombinationswahrscheinlichkeit der Konzentration der leer gewordenen (angeregten) Störterme und der der im Leitfähigkeitsband befindlichen Elektronen proportional ist. Unter Berücksichtigung der Anlagerungsterme hat Schön bereits früher ein System von Reaktionsgleichungen aufgestellt, dessen Diskussion die wesentlichen Tatsachen des Abklingens erklärte ²⁾. Daß die Abklingfunktion des spontanen Nachleuchtens tatsächlich den Gesetzen einer bimolekularen Reaktion folgt, beweist auch das Experiment ³⁾.

11. Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Erregungsintensität. Vor kurzem hat Riehl ⁴⁾ festgestellt, daß die Quantenausbeute bei Verminderung der Erregungsintensität abzunehmen beginnt. Die maximale Quantenausbeute liegt also bei starker Erregung vor. Wählt man dagegen eine schwächere Erregung, so sinkt die Quantenausbeute. Dieser Effekt tritt bei manchen Luminophoren schon bei Zimmertemperatur auf, bei anderen erst bei etwas erhöhter Temperatur. Diese Erscheinung läßt sich aus den vorliegenden Vorstellungen — worauf schon Riehl hingewiesen hat — einfach deuten, indem gemäß den Gesetzen der bimolekularen Reaktion die Aufenthaltsdauer der Elektronen im Leitfähigkeitsband um so größer ist, je schwächer die Erregung ist, je weniger Elektronen sich also im Leitfähigkeitsband befinden. Bei längerer Aufenthaltsdauer im Leitfähigkeitsband aber steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron durch mehrquantige Übergänge, d. h. also strahlungslos, unter Abgabe von Wärme auf den Störterm hinabfällt. Je schwächer die Erregung also, um so größer der

¹⁾ Handb. d. Experimentalphys. **23**, 795. — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **18**, 70, 1937. — ³⁾ V. Antonow-Romanowsky, C. R. Moskau (N. S.), S. 97–100 (2); M. L. Lewschin, Acta Phys. Polon **5**, 301, 1936; N. Riehl, Ann. d. Phys. (5), **29**, 647, 1937; W. de Groot, Physica **6**, 275, 1939, Theoret. Behandlung: D. Blochinzew, Phys. ZS. d. Sowjetunion **12**, 586, 1937, sowie de Groot l. c. — ⁴⁾ ZS. f. techn. Phys. **20**, 152, 1939.

Verlust an Lumineszenzlicht, und dies ist die Erscheinung, die von Riehl gefunden wurde. Auch die Tatsache, daß diese Erscheinung stärker auftritt, wenn die Temperatur hoch ist, folgt ohne weiteres aus dem bereits erwähnten Umstand, daß die Wahrscheinlichkeit für eine mehrquantige Rückkehr mit zunehmender Temperatur stark anwächst.

12. Abhängigkeit der Abklingfunktion von der erregenden Wellenlänge. Auf Grund des Modells erhält man eine richtige Vorstellung von der Abhängigkeit der Abklingdauer von der erregenden Wellenlänge. Soweit die erregende Absorption so langwellig ist, daß sie nur zu einem Übergang des Elektrons vom besetzten Band zum Anlagerungsterm führen kann, wird nur echte Phosphoreszenz erregt und gar kein spontanes Nachleuchten. Diese Erwartung entspricht ganz den von Riehl, Gisolf¹⁾ sowie Schön und Rothe gemachten Beobachtungen. Soweit langwellige Strahlung erregend wirkt, wird im wesentlichen nur Phosphoreszenz erregt. Allerdings tritt bei langwelliger Einstrahlung neben dem Übergang vom besetzten Band zur Anlagerungsstelle auch noch ein Übergang vom Störterm in das Leitfähigkeitsband auf, denn einem Übergang steht ja nichts entgegen, und auch die Energiedifferenz zwischen Störterm und Leitfähigkeitsband wird meist der Energiedifferenz zwischen besetztem Bande und Anlagerungsterm recht ähnlich sein. Also wird bei langwelliger Erregung neben reiner Phosphoreszenz unter Umständen auch ein gewisses schwaches Momentanleuchten (spontanes Nachleuchten) erregt. Genau dieses Verhalten wird von Schön und Rothe wiedergefunden. Beim Einstrahlen von langwelliger (beispielsweise blauer) Strahlung tritt (bei ZnS und ZnCdS) im wesentlichen nur Phosphoreszenz auf. Kühlt man den Phosphor auf die Temperatur der flüssigen Luft ab, so verschwindet das Leuchten fast ganz, da ja die Lichtsumme eingefroren wird. Ein gewisses schwaches Leuchten bleibt aber noch übrig, und dieses könnte man als das spontane Nachleuchten deuten, welches dem Übergang vom Störterm in das Leitfähigkeitsband entspricht. Die Abklingdauer also ist maßgeblich durch die Temperatur des Phosphors bestimmt. Geht man zu kürzeren erregenden Wellen über, so vermag die erregende Strahlung die Elektronen aus dem besetzten Bande direkt in das Leitfähigkeitsband zu befördern. Es tritt also spontanes Nachleuchten auf. Die Abklingdauer dieses spontanen Nachleuchtens hängt nicht von der Temperatur ab, sondern ist maßgeblich durch die Erregungsintensität bestimmt. Alle diese sich aus dem Modell ergebenden Folgerungen

¹⁾ Siehe z. B. J. H. Gisolf, *Physica* **6**, 84, 1939; vgl. auch F. A. Kröger, ebenda, S. 764.

entsprechen dem Ergebnis des Experiments (vgl. Literatur zum vorletzten Abschnitt).

13. *Abhängigkeit der Quantenausbeute von der erregenden Wellenlänge.* Wie schon mehrfach erwähnt, führt langwellige Erregung vorwiegend zur Phosphoreszenz. Auf Grund der Vorstellungen über die Anlagerungsstellen (Anlagerungsterme) kann erwartet werden, daß die Phosphoreszenz immer nur bis zu einer gewissen Sättigungsgrenze erregt werden kann. Denn wenn jeder Anlagerungsterm von einem Elektron besetzt ist, kann keine weitere Erregung der Phosphoreszenz mehr stattfinden. Die Quantenausbeute bei der Erregung der Phosphoreszenz kann also eine recht gute sein, solange allerdings nicht neben der erregenden Absorption, die dem Übergang des Elektrons in den Anlagerungsterm entspricht, noch andere, nicht erregende Absorptionsmöglichkeiten vorliegen. — Ganz anders werden die Verhältnisse, wenn man in das Erregungsgebiet übergeht, welches dem Übergang des Elektrons aus dem besetzten Band direkt ins Leitfähigkeitsband entspricht. Diese beiden Bänder gehören ja dem ganzen Kristall an. Der Absorptionsvorgang, an dem sie beteiligt sind, stellt die Absorption des Kristalls dar. Soweit die Rückkehr des Elektrons nicht in wärmebildender mehrquantiger Weise erfolgt, findet jedesmal bei Rückkehr des Elektrons aus dem Leitfähigkeitsband die Aussendung eines Lichtquants statt. Wir sehen also, daß in diesem Falle das Leuchten erstens einen großen absoluten Betrag haben muß, weil ja alle vom Kristall absorbierte Strahlung in Fluoreszenzlicht umgewandelt wird, und zweitens muß auch die Quantenausbeute eine gute sein, denn es bestehen ja keine Ursachen für einen Verlust der aufgenommenen Energie. Dieser Verlust tritt jedoch ein, wenn die erregende Strahlung noch kurzwelliger wird, nämlich so kurzwellig, daß das Elektron in den oberen Teil des Leitfähigkeitsbandes gelangt. Wie wir in Kapitel III gesehen haben, nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine strahlungslose, wärmebildende, mehrquantige Rückkehr des Elektrons um so mehr zu, je höher sich das Elektron im Leitfähigkeitsband befindet. Also wird beim Übergang zu noch kürzeren Wellenlängen die Quantenausbeute anfangen, wieder zu sinken, und zwar deswegen, weil bei dieser kurzwelligen Erregung bereits ein Teil der erregenden Strahlen infolge mehrquantiger Rückkehr der Elektronen in Wärme umgewandelt wird. Wohlgedenkt handelt es sich hier lediglich um das Absinken der Quantenausbeute selbst. Der Absorptionskoeffizient nimmt mit abnehmender Wellenlänge nicht etwa ab, sondern unter Umständen sogar noch zu. Die Quantenausbeute wird aber aus den genannten Gründen immer schlechter. Dies entspricht auch völlig den

experimentellen Erfahrungen. Besonders aufschlußreich sind hierbei Resultate von Rothe und Schön, die genau das Verhalten wiedergeben, das wir auf Grund unserer Vorstellung fordern müssen.

14. *Abhängigkeit der Tilgung von der Wellenlänge des löschenden Lichtes bei Auslöschung durch Rot und Ultrarot.* Die Auslöschung durch Ultrarot oder Rot setzt sich aus zwei Teilen zusammen, aus der *Ausleuchtung* und *Tilgung*. Bei der Ausleuchtung wird die gespeicherte Energie veranlaßt, als Lichtquant den Phosphor zu verlassen. Die Ausleuchtung entspricht also einer schnelleren Austreibung der aufgespeicherten Lichtsumme. Anders die Tilgung. Bei der Tilgung gelangt die aufgespeicherte Lichtsumme nicht zur Ausstrahlung, sondern die gespeicherte Energie wird in Wärme umgewandelt und geht dem Phosphoreszenzvorgang verloren. Auf Grund der in Kapitel III entwickelten Vorstellung können wir die hier obwaltenden Verhältnisse leicht übersehen. Wir haben dort gesehen, daß die strahlungslose, mehrquantige Rückkehr des Elektrons mit um so größerer Wahrscheinlichkeit stattfindet, je höher das Elektron sich im Leitfähigkeitsband befindet. Hieraus können wir sofort eine Voraussage machen, wie die spektrale Abhängigkeit der Tilgung einerseits und der Ausleuchtung andererseits sein wird. Findet eine Bestrahlung mit langwelligem Ultrarot statt, bei der die Elektronen vom Anlagerungsterm nur in den unteren Teil des Leitfähigkeitsbandes gelangen können, so liegt vorwiegend Ausleuchtung vor, denn es besteht ja hier *weniger Anlaß* für irgendwelche wärmebildenden Verlustprozesse, das Elektron fällt strahlend auf den Störterm herunter. Anders ist es, wenn man den erregenden Phosphor mit kürzerwelliger Strahlung, etwa mit kurzwelligem Ultrarot oder mit Rot bestrahlt. Hier reicht die Energie der Strahlung bereits aus, um das Elektron aus dem Anlagerungsterm in höhere Teile des Leitfähigkeitsbandes zu heben. Weil aber in diesen höheren Teilen das Elektron eine höhere Wahrscheinlichkeit hat, seine Energie mehrquantig, wärmebildend abzugeben, wird hier also ein Teil der Energie dem Lumineszenzprozeß verlorengehen.

Es wird also Tilgung stattfinden, und zwar in um so größerem Maße, je kürzer die auslöschende Wellenlänge ist. Dieses Verhalten wird von Lenard auch experimentell für das Verhältnis Tilgung/Ausleuchtung erhalten. Bei langwelliger Auslöschung überwiegt die Ausleuchtung, bei kurzwelliger die Tilgung. Es mußte auch folgendes da sein. Bei intensiverer Ultraroteinstrahlung starke Ausleuchtung und schwächere Tilgung.

15. Ganz im Einklang mit unseren Vorstellungen tritt übrigens bei voll erregten Phosphoren eine *ultrarote Absorptionsbande* auf, die dem Übergang von Anlagerungsterm auf das Leitfähigkeitsband entspricht

(auslöschende Absorption). Diese Absorptionsbande ist bei unerregten Phosphoren nicht vorhanden, wie es auf Grund unserer Vorstellungen auch der Fall sein muß, denn bei unerregten Phosphoren ist ja der Ausgangsterm der ultraroten Absorption, nämlich der Anlagerungsterm, unbesetzt.

16. Unabhängigkeit der Abklingfunktion von der Dauer der Erregung¹⁾.

Bei sehr kurzfristiger Erregung befinden sich die weitaus meisten Elektronen im Leitfähigkeitsband und nicht in den Anlagerungsstellen. Daher ist bei kurzzeitiger Erregung die Phosphoreszenz gering, das spontane Nachleuchten groß. Dauert dagegen die Erregung längere Zeit, so haben die Elektronen Zeit, teilweise aus dem Leitfähigkeitsband in die Anlagerungsterme überzugehen, diese füllen sich also mit Elektronen, und der Anteil der Phosphoreszenz am Gesamtleuchten nimmt zu. Dies entspricht den bekannten experimentellen Befunden.

17. Bei Phosphoren, die mehrere verschiedene Phosphorogene enthalten, beispielsweise zwei, ist auf Grund des Modells folgende Temperaturabhängigkeit der spektralen Emissionsverteilung zu erwarten. Mit Rücksicht darauf, daß die Terme des einen Phosphorogenatoms näher an dem besetzten Band liegen als die Terme des anderen Atoms, wird bei tiefer Temperatur vorwiegend nur das Leuchten desjenigen Phosphorogens auftreten, dessen Störterm näher dem besetzten Band liegt. Denn Voraussetzung für das Zustandekommen des Leuchtens ist ja ein Übergang des Elektrons vom Störterm auf das Loch im besetzten Band. Bei tiefer Temperatur wird ein solcher Übergang aber nur bei nahe an dem besetzten Band gelegenen Störtermen möglich sein. Da das Phosphorogen mit dem tiefliegenden Störterm eine kürzerwellige Emissionsbande haben muß, weil ja die Energiedifferenz zwischen Leitfähigkeitsband und diesem Störterm groß ist, so wird also bei tiefer Temperatur vorwiegend die kürzerwellige Bande emittiert. Erhöht man dagegen die Temperatur, so tritt auch das Phosphorogen in Tätigkeit, dessen Störterm weiter von dem besetzten Band entfernt ist. Dementsprechend kommt also bei Erhöhung der Temperatur die längerwellige Bande stärker zum Vorschein.

18. Aber auch bei Phosphoren mit einem einzigen Phosphorogen und somit auch mit einer einzigen Emissionsbande dürfte eine solche Rotverschiebung bei Erhöhung der Temperatur auftreten, weil ja auch bei einem einzigen Phosphorogen die Störterme nicht alle in der gleichen Höhe liegen, sondern einer statistischen Verteilung unterliegen. Beim Übergang von tiefer zu höherer Temperatur wird der Anteil der höherliegenden Störterme

¹⁾ Vgl. hierzu A. Schleede u. B. Bartels, ZS. f. techn. Phys. **19**, 936, 1938.

und dementsprechend auch der Anteil langwelligen Lichtes an der Gesamtemission größer. Dieser Effekt tritt zu den rot verschiebenden Effekten hinzu, die unter Nr. 7 erwähnt wurden.

Schlußbemerkung.

Wir haben gezeigt, daß man mit Hilfe der Elektronentheorie des festen Körpers unter Verwendung der von Möglich und Rompe untersuchten Abhängigkeiten der Wechselwirkung zwischen der Anregungsenergie und den Gitterschwingungen ein Modell für den Leuchtmechanismus der Kristallphosphore aufstellen kann, das fast alle Erscheinungen des Leuchtens erklärt, die sich in beinahe sämtlichen Punkten von den normalen monomolekularen Leuchterscheinungen unterscheiden. Die Annahme der Anlagerungsstellen wird bereits durch die Erscheinungen der lichtelektrischen Leitfähigkeit und der Leitung in Halbleitern nahegelegt und ist kaum als eine ad hoc eingeführte Annahme zu bezeichnen. Die einzige Annahme dieser Art wurde bezüglich des Verhaltens der Störterme gemacht. Diese Annahme erscheint uns durch die Leistungsfähigkeit des Modells gesichert.

Nicht behandelt wurden die Erscheinungen der lichtelektrischen Leitfähigkeit und die Abhängigkeit des Leuchtens von der Konzentration der Phosphorogenatome. Zur Untersuchung der Konzentrationsabhängigkeit müßte eine Annahme über die mittelbare und unmittelbare gegenseitige Beeinflussung der Störstellen gemacht werden. Das Vorhandensein einer lichtelektrischen Leitfähigkeit ergibt sich zwangsläufig aus dem Modell. Wir glaubten aber im Rahmen dieser Arbeit auf die nähere Erörterung dieser Erscheinungen verzichten zu können.

Zum Schluß sei noch den Herren Dr. F. Möglich und Dr. R. Rompe für die zahlreichen Diskussionen gedankt.

Funkenüberschläge von bisher nicht beobachteter Form.

Von **Ulrich Neubert** in Braunschweig.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 30. Oktober 1939.)

Es wird eine neue Form des Funkenüberganges beschrieben und mit den Toeplerschen „Stielbüscheln“ in Entstehung und Aussehen verglichen.

Bei Versuchen mit einem elektrostatischen Generator wurde vom Verfasser bei Funkenüberschlägen eine seines Wissens noch nicht beobachtete Form des Überganges festgestellt. Die in der Literatur bisher veröffentlichten Aufnahmen von natürlichen Blitzen und künstlich hergestellten Entladungen¹⁻⁹⁾ haben etwa die bekannte Form, wie sie in Fig. 1 und 2 wiedergegeben ist.

Zur Erzeugung der Hochspannung wurde ein elektrostatischer Bandgenerator benutzt¹⁰⁾. Die Aufladung konnte infolge verwendeter steuerbarer Selbsterregung positiv oder negativ gewählt werden. Die Ausführung der Anordnung ist in Fig. 3 zu sehen. Die rechte Kugel befindet sich auf Erdpotential. Die Hochspannungselektrode besteht aus einem Messingzylinder von 50 cm Durchmesser,

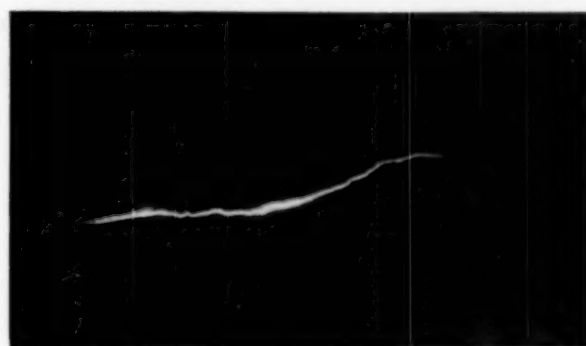


Fig. 1. Rechts geerdete Kugel.
 $d = 60$ cm, $s = 40$ cm.
Überschlag bei negativer Aufladung.

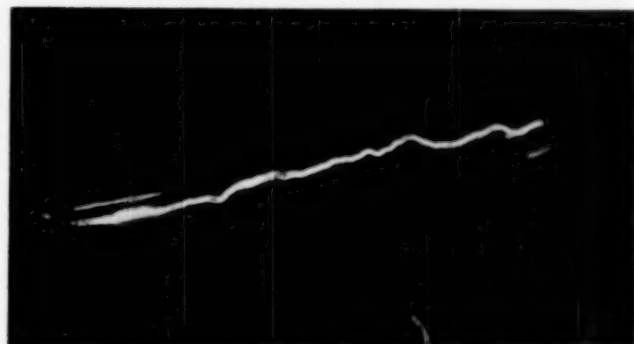


Fig. 2. Rechts geerdete Kugel.
 $d = 25$ cm, $s = 70$ cm.
Überschlag bei negativer Aufladung.

¹⁾ M. Toepler, Arch. f. Elektrot. **26**, 429, 1932; ZS. f. techn. Phys. **73**, 1929. — ²⁾ W. Rogowski, Phys. ZS. **33**, 797, 1932. — ³⁾ A. Matthias, Elektrot. ZS. **58**, 1937, H. 32, 34, 36. — ⁴⁾ Mc Morris, Gen. electr. Rev. **39**, 487, 1936. — ⁵⁾ D. Walter, ZS. f. techn. Phys. **18**, 105, 1937. — ⁶⁾ D. Walter, Ann. d. Phys. **22**, 421, 1935. — ⁷⁾ J. J. Townsend, Handb. d. Radiologie **1**, 283, 1920. — ⁸⁾ A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektr. Gasentladungen. Berlin 1934. — ⁹⁾ R. Striegel, Wiss. Ver. d. Siemens-Werke **15**, 1, 1936. — ¹⁰⁾ U. Neubert, ZS. f. Phys. **110**, 334, 1938.

der an beiden Enden durch je eine Halbkugel desselben Durchmessers abgeschlossen ist. Der einen von beiden gegenüber befindet sich die geerdete Kugel in veränderlichem Abstand. Der Generator wurde langsam hochgefahren; bei Erreichen der Durchbruchspannung erfolgte der Überschlag von der Hochspannungselektrode zur geerdeten Kugel.

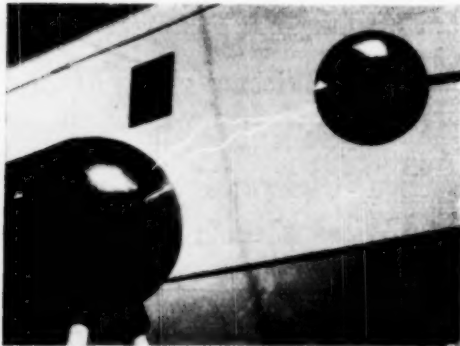


Fig. 3. Versuchsanordnung.

Bei negativer Aufladung des Generators zeigt sich die schon in Fig. 1 und 2 wiedergegebene Form. Bei zunehmender Schlagweite stellt sich ein



Fig. 4. Rechts geerdete Kugel.
 $d = 60 \text{ cm}$, $s = 19 \text{ cm}$.
Überschlag bei positiver Aufladung.

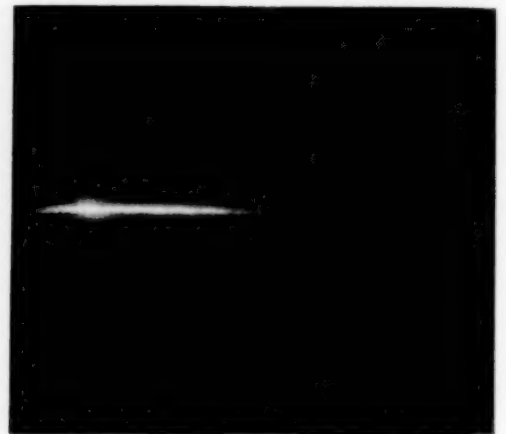


Fig. 5. Vergrößerung der Fig. 4, wobei die Abstufung im Mittelteil gut hervortritt.

Auftreten von Vorentladungen ein. Es ist ein fein verästelt, breites Band von Koronaentladungen in der Umgebung der stark leuchtenden Hauptentladung zu sehen.

Bei positiver Aufladung zeigt sich ein völlig anderes Bild. Es besteht keine Neigung zu Vorentladungen bei zunehmenden Schlagweiten, auch nehmen Korona- und Nebenentladungen in keiner Weise zu. Bei jeder Schlagweite entsteht die Form, wie sie in Fig. 4 und 5 zu sehen ist (Fig. 5 ist eine Vergrößerung von Fig. 4, wobei in Fig. 4 die „Arme“ von der Mitte ab und in Fig. 5 die Feinheiten der Übergänge in dem Hauptstrang gut zu sehen sind). Bis zur Mitte der Strecke ist eine stark leuchtende Entladung mit einer violetten Glimmumgebung zu erkennen, dann spaltet sich dieselbe auf in einem gerade weitergehenden, schwach rötlich leuchtenden Glimmstrang und glockenförmig sich ausbreitende, dünne Arme.

Vergleicht man diese Entladungsform mit den in einer Zusammenstellung von Entladungserscheinungen in atmosphärischer Luft von Max Toepler gezeigten „Stielbüscheln“¹⁾, so lassen sich verschiedene gemeinsame Züge in der Form, aber auch charakteristische Unterschiede aufzeigen.

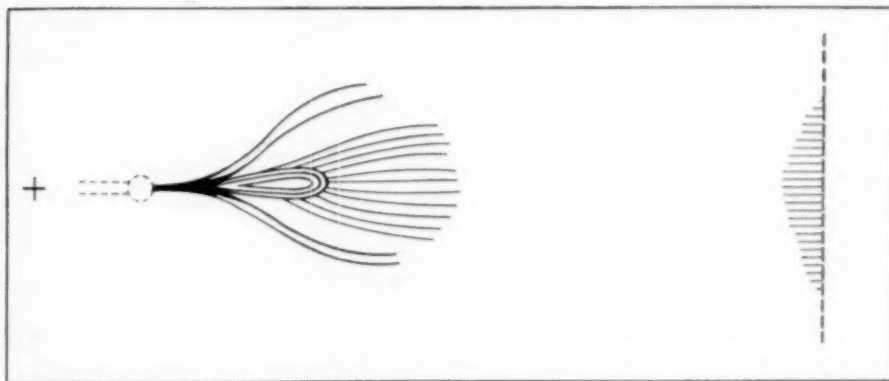


Fig. 6. Stielbüschel nach M. Toepler.

Zum Vergleich sind in den Fig. 6 und 7 die beiden Entladungsformen schematisiert herausgezeichnet.

Die gemeinsamen Kennzeichen bestehen offensichtlich in der „korb-förmigen“ Gestalt der Leuchtfäden und darin, daß „Stielbüschel“ von einiger Ausdehnung (im Verhältnis zur Größe des Schlagraumes) nur an der Anode auftreten.

Die Unterschiede liegen:

1. In der Art der Entstehung der Entladung. Bei Toepler handelt es sich um eine stromschwache (einige mA), stehende Entladung, bei welcher die an den Elektroden liegende Spannung konstant bleibt, während es

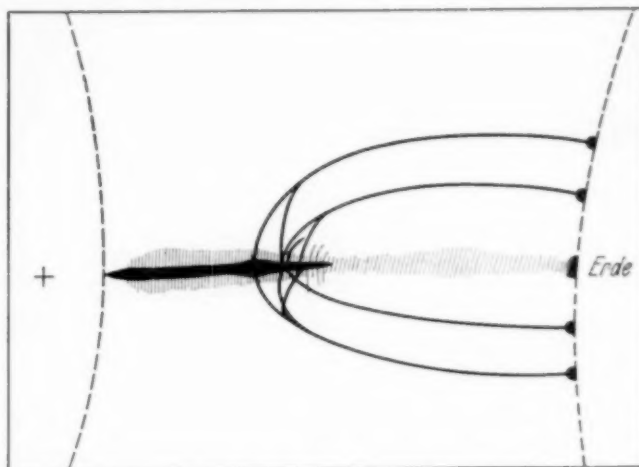


Fig. 7. Neue, beobachtete Form.

sich bei der oben gezeigten Entladung um einen einmaligen Durchbruch handelt, wobei die Spannung zusammenbricht.

2. In der Art der Erscheinung selbst. Bei dem Toeplerschen Bild kann man klar unterscheiden zwischen einem positiven und einem negativen Anteil mit einem dazwischenliegenden Raum ohne Leuchten, während bei der vom Verfasser beobachteten Entladung der ganze Schlagraum von dem

¹⁾ M. Toepler, Arch. f. Elektrot. **26**, 429, 1932; ZS. f. techn. Phys. **73**, 1929.

„Korb aus Leuchtfäden“ und dem „Lichtpfriem“ ausgefüllt ist. Außerdem ist die Art des Wegstrebens der Leuchtfäden eine andere. Bei Toepler setzen die Leuchtfäden am Ende des Lichtpfriems an, münden gewissermaßen tangential in ihm ein. Bei der vom Verfasser beobachteten Entladung setzen die Leuchtfäden im letzten Viertel des Lichtpfriems an und münden senkrecht in ihm ein. Der Lichtpfriem selbst hat, wie oben beschrieben, eine violette Glimmumgebung und setzt sich bis zur anderen Elektrode mit einem blaßrötlichen Glimmstrang fort. An der Auftreffstelle an der Kathode sieht man bei dem Glimmstrang und den Leuchtfäden je einen leuchtenden Punkt.

Die mannigfach wiederholten Versuche wurden mit geerdeten Kugeln angestellt, deren Durchmesser einmal 25 cm und das andere Mal 60 cm betrug. Die Erscheinung zeigte dabei keinerlei Veränderung und war absolut reproduzierbar. Die Aufspaltung erfolgte bei jeder Schlagweite etwa in der Mitte des Funkens. Die maximal erreichbaren Schlagweiten waren bei positiver Entladung immer kleiner als bei negativer.

Die Versuche wurden im Physikalischen Institut der Techn. Hochschule Danzig ausgeführt. Herrn Prof. Dr. W. Kossel danke ich für die Anregung zur Veröffentlichung dieser kurzen Mitteilung.

Steigerung des Auflösungsvermögens der magnetischen Halbkreis- methode zur Geschwindigkeitsanalyse von Kathodenstrahlen ¹⁾.

Von H. Voges und G. Ruthemann.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 21. Oktober 1939.)

Durch Überlagerung eines die Strahlbahn begleitenden inhomogenen Feldes wird die natürliche Unschärfe der magnetischen Halbkreis-
methode herabgesetzt und das Auflösungsvermögen bei gegebener Lichtstärke auf das Dreifache
gesteigert.

1. Aufgabenstellung.

In der normalen mit homogenem Magnetfeld arbeitenden Halbkreis-
methode bilden Teilchen gleicher Geschwindigkeit einen Brennfleck ²⁾,
dessen Breite durch $s = \alpha^2 R$
gegeben ist, wo α den halben
Öffnungswinkel der von der
Quelle Q ausgehenden Strahlen
bedeutet (Fig. 1).

Im allgemeinen wird bei
solchen Untersuchungen das
Magnetfeld innerhalb einer
großen Spule von kreisförmigem
Querschnitt verwandt, deren
Durchmesser etwas größer und
deren Höhe 4- bis 5mal so groß als der Bahndurchmesser $2R$ ist, oder
nach Helmholtz das Feld zwischen zwei Spulen geringer Höhe, die
sich im Abstand ihres Radius gegenüberstehen und deren Durchmesser
ein Mehrfaches von $2R$ sein muß. Der Aufwand für das Feld wird daher
bei weitem nicht voll ausgenutzt, insbesondere dann, wenn im Interesse
großer Auflösung ein großer Bahnkreis erforderlich ist ³⁾. Hier wurde daher
das Feld auf den Raum begrenzt, in dem es tatsächlich gebraucht wird,
nämlich auf ein Ringgebiet um die Teilchenbahnen. Ein zweites Problem
ist die Frage genügender Intensität. Um eine möglichst scharfe Abbildung

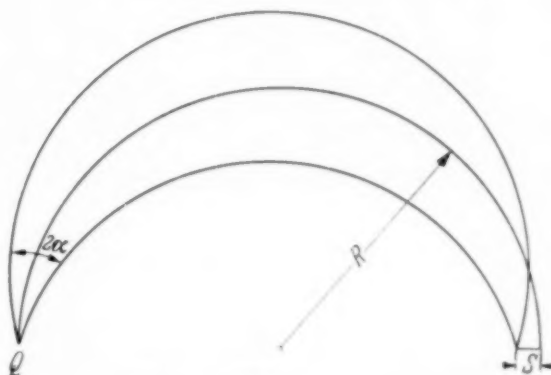


Fig. 1. Strahlverlauf bei der normalen Halbkreis-
methode.

¹⁾ Vortrag R. Gauvereinstagung Ostland, Königsberg, 22. Mai 1938, Verh. d. D. Phys. Ges. **19**, 112, 1938. — ²⁾ J. Classen, Phys. ZS. **9**, 762, 1908; J. Danysz, C. R. **153**, 339, 1911. — ³⁾ Für punktförmige Quelle und eben-
solchen Spalt ist das Auflösungsvermögen unabhängig von R . Praktisch steigt
es jedoch mit R , da man Quelle und Spalt nicht beliebig schmal machen kann.

der Quelle zu erhalten, muß nach der genannten Beziehung der Öffnungswinkel 2α klein gehalten werden. Nun läßt sich aber auch dadurch eine Verschärfung des Brennflecks erreichen, daß man das Magnetfeld von der mittleren Kreisbahn aus nach beiden Seiten radial abfallen läßt. Die inneren und äußeren Kreisbahnen (vgl. Fig. 1) erweitern sich dann, und ihr Schnittpunkt rückt näher an die Mittelbahn, bis sie sich bei geeignet gewähltem Felde im Brennpunkt mit ihr vereinigen. Das Auflösungsvermögen der magnetischen Halbkreisemethode wird so auf ein Mehrfaches gesteigert.

2. Beschreibung des Magnetfeldes.

Es wurde versucht, mit möglichst einfachen Mitteln ein Magnetfeld zu erhalten, das auf ein gewisses Ringgebiet um die Strahlbahn beschränkt ist. Nach Vorversuchen mit nierenförmigen Spulen, deren Feld sich als

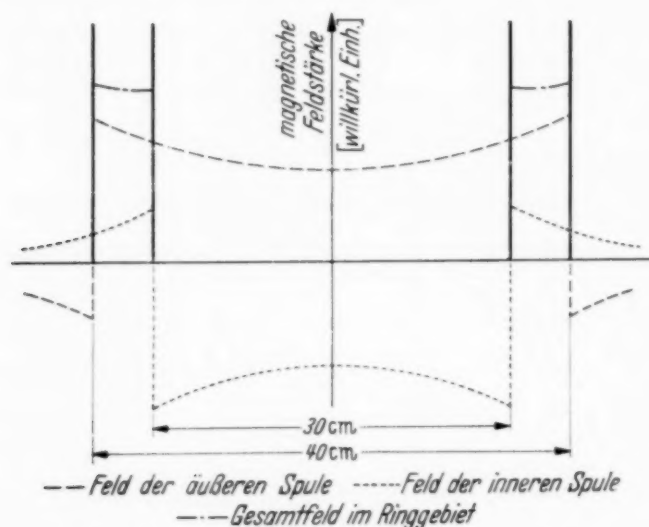


Fig. 2. Gemessener Feldverlauf der beiden Einzelspulen und das resultierende Feld im Ringgebiet.

nicht ausreichend homogen erwies, wurde das Feld zwischen zwei konzentrischen einlagigen Spulen von 40 und 30 cm Durchmesser gewählt. Der mittlere Durchmesser des felderfüllten Bereiches beträgt also 35 cm, man läßt demnach die Teilchen Kreise mit $R = 17,5$ cm beschreiben. Um über eine Höhe von einigen Zentimetern einen gleichförmigen Feldverlauf zu erhalten, erwies sich eine Spulenhöhe

von 20 cm als ausreichend. Die Windungen sind auf zylindrisch gebogene Sperrholzplatten von 3 mm Stärke gewickelt, die an einer Kante durch eine starke Holzplatte getragen werden. Jede Spule hat 132 Windungen von 1,2 mm Dynamodraht, also 6,6 Windungen pro Zentimeter. Schickt man durch die beiden Spulen den gleichen Strom in entgegengesetzter Richtung, so zeigt das Feld in radialer Richtung einen Verlauf, der in Fig. 2 für jede Spule einzeln gezeichnet ist. Überlagert man die Felder beider Spulen, so unterstützen sie sich im Ringgebiet, während sie außen einander entgegenarbeiten.

Man kann so durch große Bahnradien ein großes Auflösungsvermögen erzielen, verzichtet damit allerdings darauf, das ganze Spektrum auf ein-

mal aufzunehmen. Die Methode eignet sich also besonders für Feinstruktur- untersuchungen.

3. Meßmethode.

Die Magnetfeldmessung wurde mittels Probespule und ballistischem Gal- vanometer ausgeführt. Da das Magnetfeld eisenfrei ist, konnten die Induktions- stöße in der Probespule durch Ein- und Ausschalten des Feldstromes erzeugt werden, wobei das Erdfeld gar nicht in Erscheinung tritt. Die Probespule hatte einen Durchmesser von 0,8 cm und war 2 cm lang, die Windungsfläche betrug etwa 900 cm². Im Ringgebiet war eine sehr genaue Feldmessung notwendig. Sie wurde daher dort mittels einer Kompensationsmethode durchgeführt¹⁾, indem eine zweite Probespule von etwas größerer Windungsfläche in den Meß- kreis gegen die erste Probespule geschaltet wurde. Die Kompensationsspule erhielt im gleichen Felde eine feste Stellung, die so gewählt war, daß die in der ersten Spule induzierte Spannung bei einer mittleren Stellung kompensiert wurde. Bei den verschiedenen Stellungen der Probespule gab das ballistische Galvanometer also die Abweichungen der Feldstärke gegenüber der Normallage an. Bei den zur Feldmessung angewandten Strömen von etwa 9 Amp. verur- sachten Feldänderungen von 1‰ einen Galvanometerausschlag von 0,5 mm, der noch mit Sicherheit abgelesen werden konnte, so daß die Meßgenauigkeit für das Feld 1‰ beträgt.

4. Magnetfeldmessungen und Einstellung des gewünschten Feldverlaufs.

Die Feldmessungen wurden zunächst auf der mittleren Kreisbahn in mittlerer Höhe der Spulen ausgeführt, dann nach oben und unten und

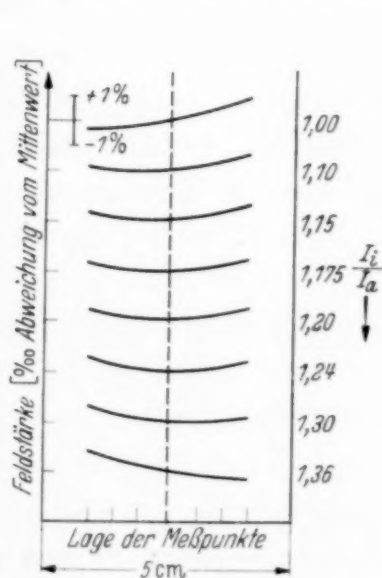


Fig. 3. Feldverlauf im Ringgebiet bei verschiedenem Verhältnis der Spulenströme.

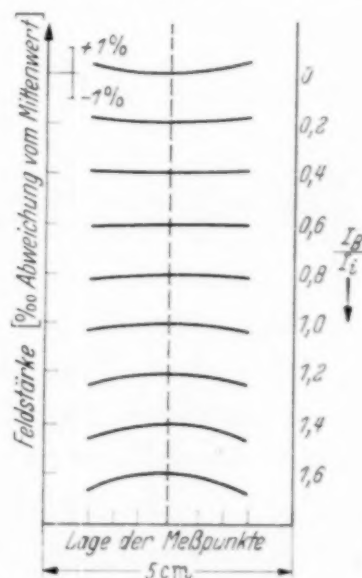


Fig. 4. Änderung des Feldverlaufs im Ringgebiet durch den Bandstrom. Spulenstromverhältnis $I_i/I_a = 1,175$.

schließlich in mittlerer Spulenhöhe in radialer Richtung weitergegangen. Den letzten Messungen wurde die größte Beachtung gewidmet. Mit ihrer Hilfe wurde ein Magnetfeld hergestellt, das den geforderten Bedingungen

¹⁾ H. Auer, Ann. d. Phys. 18, 613, 1933.

genügt, indem die Feldstärke vom mittleren Kreis aus nach außen und innen abfällt.

Wenn man durch beide Spulen den gleichen Strom schickt, erhält man im Ringgebiet ein von innen nach außen ansteigendes Feld (s. oben, Fig. 2). Durch Senken des Stromes in der äußeren Feldspule kann man den Anstieg verringern, in einen zur mittleren Kreisbahn symmetrischen Feldverlauf überführen und schließlich in einen Abfall verwandeln. Fig. 3 zeigt eine solche Meßreihe, rechts neben den Kurven sind die zugehörigen Verhältnisse der Spulenströme eingetragen. Beide Spulen lagen hintereinander, der Strom durch die äußere wurde durch Parallelschalten eines variablen Widerstandes geschwächt. Der symmetrische (auf etwa 2 cm des 5 cm breiten Ringgebietes auf 1 bis 2⁰/₁₀₀ homogene) Feldverlauf wird bei einem Stromverhältnis von $I_i/I_a = 1,18$ erreicht.

Dies ist aber noch nicht das Gewünschte, da das Feld jetzt von der Mitte des Ringgebietes nach innen und außen zunimmt, während es, wie in 1. geschildert, um der abbildenden Wirkung willen abfallen soll. Dies wurde in einfachster Weise durch Überlagerung eines inhomogenen Feldes in der Mittelebene der Spulen erzwungen. Ein Paar von Kupferbändern von 10 mm Breite und 2 mm Stärke wurde in mittlerer Spulenhöhe gut zentriert um die äußere bzw. in die innere Spule gelegt (s. Gesamtansicht, Fig. 5). Durch die Kupferbänder wird ein Strom in entgegengesetzter Richtung zum Strom durch die benachbarte Spule geschickt. Das neue Magnetfeld schwächt das Feld der Spulen im Ringgebiet besonders außen und innen, erzeugt also in Verbindung mit dem Spulenfeld den gewünschten Feldverlauf. Eine Meßreihe, die diese Umkehrung des Feldverlaufes gegenüber Fig. 3 zeigt, ist in Fig. 4 wiedergegeben. Man sieht, wie mit steigendem Strom durch die Kupferbänder (I_B in Bruchteilen von I_i) das Gesamtfeld, das erst außen stärker als in der Mitte ist, allmählich homogen wird, um schließlich außen schwächer als inmitten des Ringgebietes zu sein.

Längs der Bahn zeigte sich das Magnetfeld, obwohl es nur dünne Holzplatten als Windungsträger hat, auf dem mittleren Kreisumfang gemessen auf weniger als $\pm 3^0$ /₁₀₀ konstant. Nach oben und unten nimmt das Feld der 20 cm hohen Spulen natürlich ziemlich stark ab. Nach 1,5 cm in jeder Richtung beträgt aber die Abnahme erst 3⁰/₁₀₀, so daß man auf einem Bereich von 2 cm Höhe mit einem praktisch homogenen Felde rechnen kann.

5. Vakuum-Apparatur.

Das hier entwickelte Magnetfeld ist auf den Bereich beschränkt, der von den Teilchenbahnen erfüllt werden soll. Dementsprechend wurde auch

das Vakuumrohr in den Raum zwischen den beiden Spulen eingebaut. In einer ersten Anordnung bestand das Rohr aus einem zu einem Halbkreis gebogenen Tombakschlauch von 42 mm Durchmesser und 20 mm lichter Weite, an dessen einem Ende die Glühkathode und am anderen ein Leuchtschirm zur Beobachtung der Elektronenabbildung des Glühfadens war. Da hierbei durch die Wellungen des Tombakschlauches Raum für die Elektronenlichtstärke ungenutzt blieb, wurde bei der zweiten Apparatur ein Kupferrohr von 40 mm

Innendurchmesser und 1,5 mm Wandstärke zu einem Halbkreis gebogen. Der nutzbare Öffnungswinkel 2α stieg dabei von 5° auf 10° . Um sicher zu sein, daß das Elektronenbündel gut durch das Rohr geht, konnten an drei Stellen des Rohres Leuchtschirme in die Strahlbahn gesenkt werden. Den Gesamtaufbau zeigt Fig. 5. Man sieht die beiden ineinandergestellten Spulen, die so in das magnetische Erdfeld gestellt sind, daß das letztere dem Magnetfeld der Spulen parallel ist, nebst den beiden Kupferbändern, die außen und innen

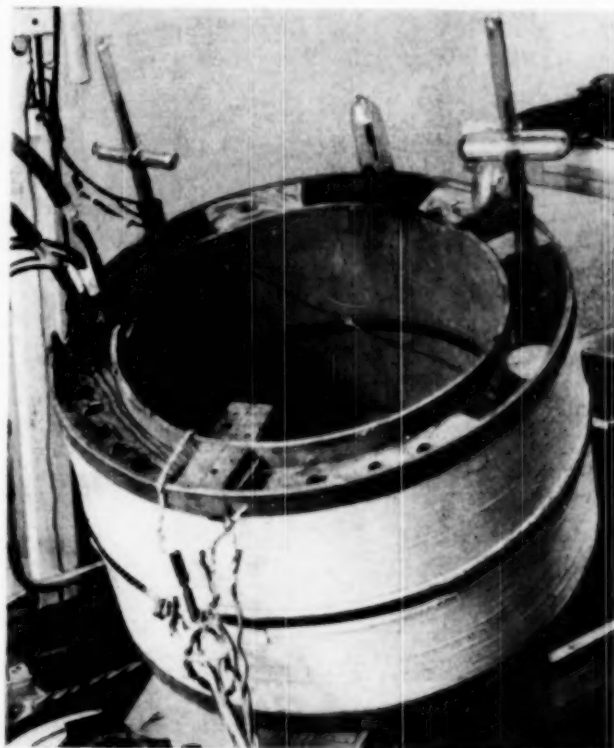


Fig. 5. Versuchsanordnung.

in der Mitte der Spulen liegen. Zwischen den Spulen, die durch Holzklötze in möglichst exaktem Abstand gehalten werden, liegt das Vakuumrohr, von dem nur links der Kathodenschliff mit Spannungszuführung und Kühlleitung, rechts der Abschluß des Rohres und dazwischen die Spindeln für die Leuchtschirmbewegungen herausragen. Als Elektronenquelle dient ein Glühdraht von 0,15, später 0,10 mm Durchmesser, der parallel zu den Kraftlinien des Magnetfeldes gespannt und von einem Anodenzyylinder von 8 mm lichter Weite und 1,25 mm Wandstärke umgeben ist. Der Zylinder hat einen Austrittsschlitz von 0,6 mm Breite und 1 mm Höhe. Geometrisch ist also der Öffnungswinkel des Elektronenbündels auf $2\alpha = 8^\circ$ beschränkt, womit verhütet ist, daß Elektronen die Wand des Kupferrohres treffen. Gewöhnlich wurde mit einer Elektronengeschwindigkeit von etwa 1000 Volt

gearbeitet. Die Spannung wurde bei Vorversuchen aus einer Hochspannungsmaschine, bei den Messungen aus Anodenbatterien entnommen. Der Elektronengeschwindigkeit von 1000 Volt entspricht ein $H \cdot R$ von 106 Gauß · cm, d. h. bei $R = 17,5$ cm eine Feldstärke von 6,1 Gauß. Der zugehörige Feldstrom beträgt knapp 1 Amp.; er könnte bei der vorliegenden Anordnung auf 7 Amp. erhöht werden, ohne eine zu starke Erwärmung der Spulen zu geben. Das würde eine Untersuchung von Kathodenstrahlen bis zu 50 e-kV mit diesen Spulen gestatten.

Bei den Versuchen wurde die Struktur des Bildes zuerst mit einem Faraday-Käfig untersucht. Vor dem festen Käfig wurde durch Antrieb von außen ein feiner Spalt (0,07 mm breit und 4 mm hoch) meßbar verschoben und gleichzeitig der Käfigstrom mit einem Galvanometer gemessen. Der Käfigstrom wurde als Funktion der Spaltverschiebung aufgetragen und diese Kurven bei verschiedenen Feldverhältnissen aufgenommen. Die schmalste Linie wurde an der nach den Feldmessungen erwarteten Stelle gefunden.

Später wurden die Linien auf Photoplatten, die an die Stelle des Spaltes gebracht wurden, aufgenommen und die Schwärzungen mit einem selbstregistrierenden Mikrophotometer ausgemessen. Zur Ermittlung der Schwärzungskurve wurden auf eine Platte bei konstantem Felde einige Linien mit verschiedener Belichtungszeit bei einer Beschleunigungsspannung von etwa 1000 Volt, die von Linie zu Linie um je 3 Volt geändert wurde, aufgenommen und die Schwärzungen photometriert. Als Aufnahmematerial wurde meist die Mimosa-Diapositivplatte extra hart, die sich durch ihr feines Korn, geringe Schichtdicke und geringe Lichtempfindlichkeit (Streulicht von Leuchtschirmen) als recht geeignet erwies, benutzt.

6. Ergebnisse.

Fig. 6a zeigt die Aufnahme einer Versuchsreihe in natürlicher Größe, Fig. 6b dieselbe in 9facher Vergrößerung und Fig. 6c die zugehörige Mikrophotometerkurve in derselben Vergrößerung. Die Linien sind nacheinander aufgenommen, von links beginnend. Bei gleichem Strom durch die Spulen wurde der Strom durch die Kupferbänder geändert, um die Änderung der Abbildung zu zeigen. Die mittlere Gruppe von sieben Bildern ist bei konstanter Spannung (1027 Volt) und möglichst gleichförmigen Schritten in der Stromänderung aufgenommen — rechts und links sind einige Aufnahmen mit stärkeren Stromänderungen (ganz links ohne Bandstrom)

zugefügt, bei denen zugleich, um auf der Platte zu bleiben, die Spannungen um einige Promille, wie angegeben, geändert sind. Die Aufnahmedaten sind:

Strom durch die innere Spule $I_i = 0,933$ Amp.

Stromverhältnis der inneren zur äußeren Spule: $I_i/I_a = 1,16$.

Strom durch die Zusatzbänder I_B in Bruchteilen von I_i :

Linie Nr.:	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
I_B/I_i :	0	0,23	0,43	0,54	0,64	0,75	0,86	0,97	1,07	1,23	1,40	1,60
U_A (Volt):	1030	1030	1027	1027	1027	1027	1027	1027	1027	1025	1023	1020

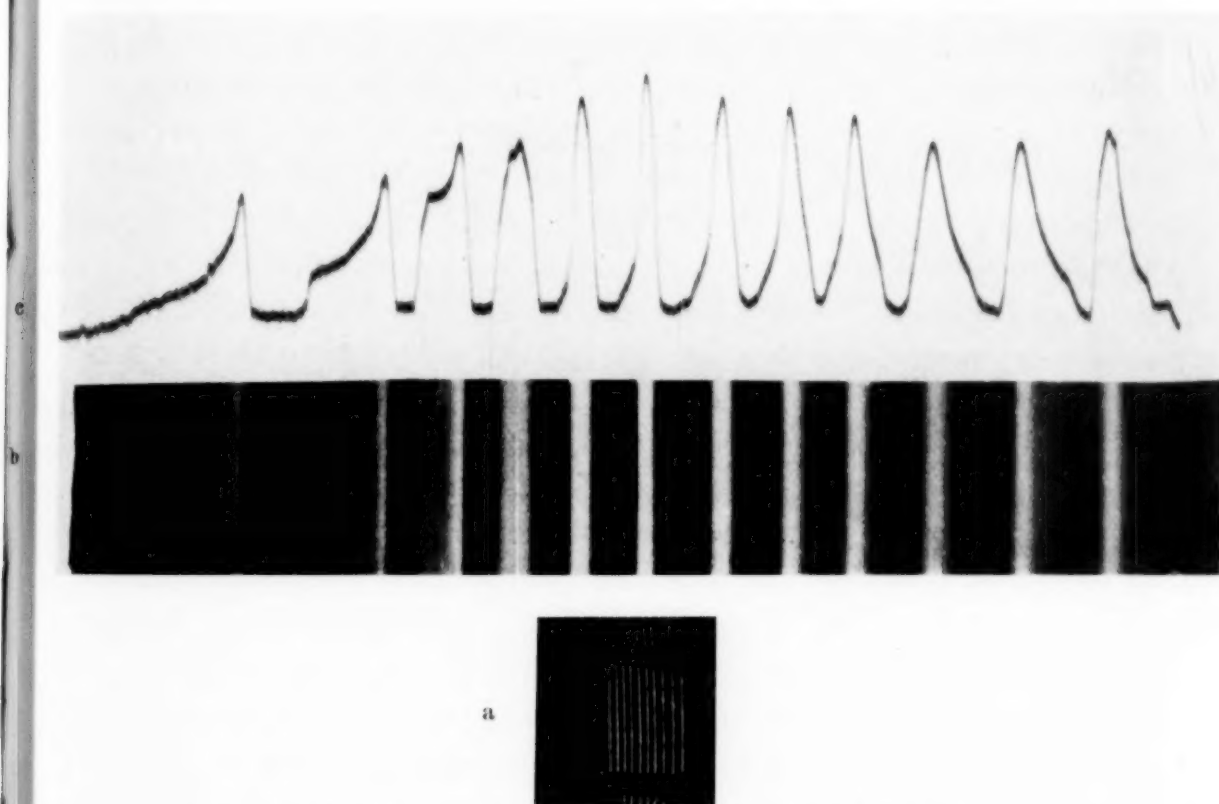


Fig. 6. Einfluß des Zusatzfeldes (Bandfeldes). a) Aufnahme in Originalgröße, b) 9fache Vergrößerung, c) Photometerkurve in derselben Vergrößerung. Die dritte Linie von links entspricht homogenem Feld.

Man sieht (Fig. 6), daß bei steigendem Zusatzfeld die Linien schmäler und symmetrischer werden und daß bei weiter steigendem Strom durch die Bänder wieder eine Verbreiterung der Linien eintritt. Die dritte entspricht etwa dem homogenen Felde. Man sieht an ihr deutlich die scharfe äußere Kante, die bei den üblichen Messungen im homogenen Magnetfeld meist als Meßmarke dient, und die Verwaschung nach innen, die von den Bahnen mit größerem Austrittswinkel kommt¹⁾. Die Photometerkurven zeigen ferner die Zunahme der Stromdichte, die davon herrührt, daß die Beiträge des

¹⁾ S. die Arbeit von W. A. Wooster, Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 729, 1927.

inneren Ausläufers weiter nach außen gesteuert werden. Die Strömdichte steigt, wie sich mittels der Schwärzungskurve ergibt, auf etwa das Zweifache des im homogenen Falle bestehenden Wertes. Von der siebenten Linie ab ist der Feldabfall nach außen und innen bereits zu stark geworden, — die Elektronen auf Bahnen mit größerem Austrittswinkel beschreiben zu große Kreise und verbreitern die Linie nach außen.

Das Auflösungsvermögen wird wegen des veränderten Feldes nach den Seiten zu kleiner. Bei Messung in der Mitte der Platte ist die Halbwertsbreite der schärfsten Linie — bei einem Öffnungswinkel von $6,5^\circ$ — etwa 33 % der bei homogenem Felde beobachteten (in Fig. 6 an dritter Stelle von links erscheinenden) Halbwertsbreite. Das bedeutet etwa 25 % der im

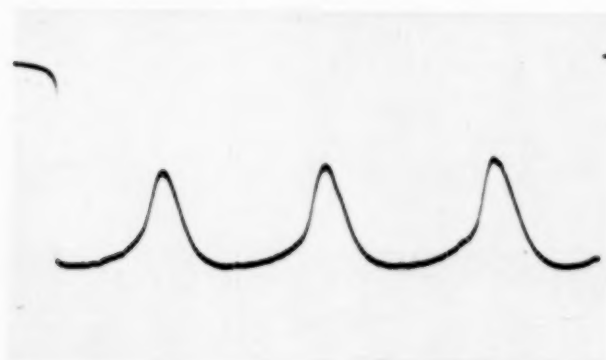


Fig. 7. Schritte um 3 Volt bei 670 Volt.
20fache Vergrößerung.

homogenen Felde vorhandenen Gesamtbreite, die ihrerseits nur um ein Fünftel größer ist, als man nach der für unendlich schmale Quelle geltenden eingangs angeführten Formel berechnet. Gegenüber dem homogenen Falle ist also das Auflösungsvermögen auf das Dreifache gesteigert.

Die Dimensionen der Versuchsanordnung gestatten, einen Geschwindigkeitsbereich von $\pm 5\%$ einer mittleren Geschwindigkeit (in e-Volt) gleichzeitig aufzunehmen. Zur Demonstration des Auflösungsvermögens sind bei etwa 670 Volt 3 Linien aufgenommen, die sich um je 3 Volt in der Energie unterscheiden, während das Magnetfeld nicht geändert wurde. Die Photometerkurve in 20facher Vergrößerung ist in der Fig. 7 wiedergegeben. Aus dieser kann man ablesen, daß man zwei Elektronengruppen, deren kinetische Energie sich um $1/1200$ unterscheidet, so weit trennen kann, daß die Intensitätsmaxima deutlich durch ein Minimum getrennt werden. Ist die Energie um $1/600$ verschieden, so sind die Linien fast völlig voneinander getrennt, ihr Abstand ist dann größer als die Zehntelwertsbreite.

Betrachtet man die Literatur über die Halbkreismethode, so zeigt sich, daß bei weitem das größte Auflösungsvermögen in einer Untersuchung

von Rutherford und Mitarbeitern erreicht ist ¹⁾, die während der Ausführung dieser Arbeit erschien. Sie benutzt ebenfalls ein ringförmiges Magnetfeld und großen Radius, aber noch nicht die hier betrachtete Verschärfung durch den seitlichen Abfall des Feldes. Sie erreicht bei einem Öffnungswinkel von $2,9^\circ$ (berechnet aus Breite des Begrenzungsspaltes — „defining slit“ — und Radius) ein Verhältnis der Halbwertsbreite zum Radius ²⁾ von $1/700$ (entnommen aus Fig. 7 der ersten Veröffentlichung), während hier bei einer Öffnung von $6,5^\circ$, also etwa doppelter Lichtstärke, ein Verhältnis von $1/1200$ erreicht wurde.

Das größte bekannte Auflösungsvermögen hat bekanntlich Mattauch erreicht, der im Astonschen Sinne elektrische und magnetische Felder kombiniert. Diese Massenspektrographen sind indes für einen anderen Zweck bestimmt, nämlich für Kanalstrahlen, deren Energie von vornherein in engem Winkel konzentriert ist. Daher vermögen sie sich auf enge Öffnungswinkel zu beschränken, während hier gerade die für allseitig strahlende Quellen wichtige Anwendung großer Winkel angestrebt wurde. Auch das gegenüber Astons zweiter Apparatur 29mal breitere Bündel ³⁾ der Mattauchschen Anordnung besitzt nach dieser Angabe, da der Öffnungswinkel bei Aston ⁴⁾ $1/5000$ beträgt, erst eine Öffnung von rund $1/3^\circ$. Das ist $1/20$ des hier angewandten Öffnungswinkels. Das Auflösungsvermögen aber beträgt dort $1/6300$ ⁵⁾, aus einer späteren Veröffentlichung ⁶⁾ glauben wir ein noch höheres Auflösungsvermögen, nämlich $1/7800$ aus der Figur berechnen zu können.

Es ist zu beachten, daß bei Anwendung der Verschärfung zugleich der weit ausgedehnte flache Abfall auf der Seite der kleineren Radien wegfällt, der im homogenen Felde vorhanden ist, so daß etwa die Zehntelwertsbreite relativ mehr verschärft wird, als die Halbwertsbreite ⁷⁾. Dies könnte, wenn man z. B. Fig. 2 der zweiten Rutherfordschen Arbeit ins Auge faßt, für das Studium schwacher Begleiter geringerer Geschwindigkeit von Bedeutung sein.

¹⁾ Lord Rutherford, C. E. Wynn-Williams, W. B. Lewis, B. V. Bowden, Proc. Roy. Soc. London (A) **139**, 617, 1933; **142**, 347, 1933. — ²⁾ Dies ist gleichwertig mit dem Verhältnis der Halbwertsbreite in Energiemaß zur Gesamtenergie. Daher ist es auch gleichwertig mit dem weiterhin erwähnten Auflösungsvermögen der Massenspektrographen in $\Delta M/M$, da dort Kanalstrahlen, also für alle Massen gleiche Strahlspannung vorausgesetzt ist. — ³⁾ J. Mattauch, Phys. ZS. **38**, 951, 1937, insbes. S. 954. — ⁴⁾ F. W. Aston, Mass Spectra and Isotopes 1933, S. 73. — ⁵⁾ J. Mattauch, a. a. O., S. 955. — ⁶⁾ J. Mattauch, ZS. f. techn. Phys. **19**, 578, 1938, Fig. 3. — ⁷⁾ Die Zehntelwertsbreite ist hier $2,5^\circ/00$, bei Rutherford u. Mitarbeitern $6^\circ/00$ des Radius (berechnet aus denselben Aufnahmen, wie die Halbwertsbreite).

7. Zusammenfassung.

Die magnetische Halbkreis-methode hat den Nachteil, keine symmetrische Abbildung der Elektronenquelle und eine natürliche Unschärfe zu geben. Läßt man das Magnetfeld von der mittleren Kreisbahn aus nach den Seiten zu, also radial nach innen und außen, in geeigneter Weise abnehmen, so werden die seitlich laufenden Bahnen gestreckt und die Vereinigung verbessert.

Das Magnetfeld wird mittels zweier konzentrischer Spulen erzeugt und ist daher auf den Bereich beschränkt, der tatsächlich ausgenutzt wird. Der gewünschte seitliche Abfall des Feldes wird durch Hinzunahme des Feldes zweier Kupferbänder in der Mitte der Spulen erreicht.

Die Feldstärken werden mittels einer Kompensationsmethode mit einer Genauigkeit von 1 ‰ ermittelt.

Ein parallel zu den Kraftlinien des Feldes gespannter 0,10 mm starker Glühdraht wird mittels Elektronen von etwa 1000 e-Volt auf einer in die Brennebene gestellten photographischen Platte abgebildet, und die erhaltenen Linien werden mit einem selbstregistrierenden Mikrophotometer ausgemessen.

Das Auflösungsvermögen zeigt sich bei gleicher Lichtstärke auf das Dreifache gesteigert.

Die Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Professor Kossel, dem wir auch an dieser Stelle danken möchten, im wesentlichen in den Jahren 1933/34 als Stipendienarbeit der William G. Kerckhoff-Stiftung zu Bad Nauheim des einen von uns (V.) im Phys. Inst. der T. H. Danzig durchgeführt. Sie mußte unterbrochen und konnte erst 1938 von dem anderen von uns (R.) beendet werden. Der William G. Kerckhoff-Stiftung zu Bad Nauheim sei auch an dieser Stelle für die Unterstützung der Dank ausgesprochen.

Stockholm und Danzig-Langfuhr, den 18. September 1939.

Einige Experimente zur Theorie der Glimmentladung.

Von W. Weizel und W. Olmesdahl *), Bonn.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 3. November 1939.)

Durch ein kathodenparalleles Netz wird ein Glimmlichtteil vom Hauptglimmlicht abgetrennt. Bei freiem Zugang zur Anode besitzt der abgetrennte Teil Anodenpotential. Seine Eigenschaften sind von der Netzspannung unabhängig. Unterbindet man den Zugang zur Anode, so hat das abgetrennte Glimmlicht das Potential der positivsten es begrenzenden festen Wand. Man kann dann zwei Glimmlichter von verschiedenem Potential erzeugen, die in manchen Fällen durch eine säulenartige Entladung verbunden sind. Ein Vergleich mit der theoretischen Erwartung ergibt Übereinstimmung und beweist die Anwendbarkeit der Theorie auch auf kompliziertere Anordnungen.

Die vorliegende Arbeit setzt sich die Aufgabe, die Voraussetzungen, auf denen die kürzlich entwickelte Theorie¹⁾ der Glimmentladung aufgebaut ist, experimentell zu unterbauen. Dies könnte man versuchen indem man theoretisch Charakteristiken numerisch ausrechnet und mit Messungen vergleicht, oder die von der Theorie vorausgesagte Dichteverteilung der Träger im Glimmlicht durch Messungen nachprüft. Diese Wege sind wenig geeignet, da wir von verschiedenen in die Rechnung eingehenden Größen (Beweglichkeit der Träger, Rekombinationskoeffizienten, Ionisationsvermögen usw.) nur ungenügende Kenntnis besitzen. Die Messung der Trägerdichten selbst ist mit Schwierigkeiten verbunden und leicht mit Fehlern behaftet. Eine derartige Nachprüfung der Theorie wäre nur ungenau ausführbar und würde nicht einmal sehr überzeugend wirken, da z. B. die Kathodenfallwerte bei verschiedenen theoretischen Ansätzen nicht sehr verschieden ausfallen, und ihre ungefähre Übereinstimmung mit empirischen Werten wenig Beweiskraft besitzt.

Statt dessen wollen wir aus den Voraussetzungen, deren sich die Theorie der Glimmentladung bedient, die Erscheinungen vorausszusehen versuchen, die sich bei etwas komplizierteren Versuchsanordnungen einstellen, und diese Erscheinungen durch Experimente nachprüfen. Güntherschulze und Keller²⁾ haben schon 1931 verwickelte Entladungen mit Netzkathoden und Netzen im Fallraum studiert. Eines seiner Ergebnisse, daß nämlich bei hohen Kathodenfällen die Volumenionisation der Ionen nicht

*) D 5.

¹⁾ W. Weizel, R. Rompe u. M. Schön, ZS. f. Phys. **112**, 339, 1939; **113**, 87, 730, 1939; O. Scherzer, Arch. f. Elektrotechn. **33**, 207, 1939. — ²⁾ A. Güntherschulze u. F. Keller, ZS. f. Phys. **72**, 1, 8, 133, 1931.

zu vernachlässigen ist, wird man beim weiteren Ausbau der Theorie des Fallraums berücksichtigen müssen. Nach Rogowski und Walraff¹⁾ sind keine grundlegenden Änderungen der Formeln hierdurch zu erwarten. Versuche des einen von uns und insbesondere von Fischer²⁾ haben zur letzten Entwicklung der Theorie beigetragen. Jetzt wird ein Netz ins Glimmlicht eingebracht, um zu klären, ob man die Eigenschaften des Glimmlichts verändern kann, wenn man an seine Begrenzungsflächen Spannungen anlegt.

Die Regeln, die wir anwenden wollen und die auch in der Theorie enthalten sind, sind folgende:

1. Das negative Glimmlicht wird erzeugt durch ein Bündel schneller Elektronen, das gewöhnlich aus dem Fallraum vor der Kathode stammt.

2. Auf die das Glimmlicht begrenzenden Wände wandern beide Trägerarten durch ambipolare Diffusion.

3. Auf isolierte Wände gelangen Elektronen und Ionen in gleicher Zahl. Das Potential isolierter Wände ist etwas negativer als das des umgebenden Glimmlichtplasmas. Der Unterschied entspricht etwa der Elektronentemperatur (einige Volt).

4. Eine Elektrode, die nur geringfügig höheres Potential als eine isolierte Elektrode besitzt, nimmt viel mehr Elektronen und ungefähr ebensoviel Ionen auf wie eine isolierte Elektrode. Sie wirkt als Anode.

5. Das Glimmlichtplasma besitzt ein Potential, das etwas über dem der Anode liegt. In einem Glimmlicht können nie mehrere Anoden stehen, deren Potential nennenswert verschieden ist.

6. Auf eine Elektrode, die gegen das Plasma wesentlich negativ ist, gelangen ungefähr ebensoviel Ionen wie auf eine isolierte Elektrode. Die Elektronen werden aber durch das Feld zurückgehalten. Die Spannung zwischen Elektrode und Plasma liegt über einem Raumladungsgebiet dicht vor der Elektrode.

7. Die Kathode verhält sich grundsätzlich ähnlich wie Elektroden unter Ziffer 6.

¹⁾ W. Rogowski u. A. Walraff, ZS. f. Phys. **108**, 1, 1938. — ²⁾ W. Weizel u. H. Fischer, Ann. d. Phys. (5) **24**, 209, 1935; H. Fischer, ebenda (5) **27**, 81, 1936; Naturwiss. **25**, 331, 1937. Siehe auch K. Geiger, Diss. Bonn 1937; ZS. f. Phys. **106**, 17, 1937; E. Graf, Diss. Bonn 1938; H. Fischer, ZS. f. Phys. **110**, 197, 1938.

Netze im Glimmlicht. Wir erzeugen ein Glimmlicht durch eine Kathode (die Anode möge die ganze Entladung als ein Zylinder umgeben, s. Fig. 1) und stellen in dieses Glimmlicht ein der Kathode paralleles Netz. Hinter dem Netz bringen wir in einem Abstand, der leicht verändert werden kann, eine der Kathode gegenübergestellte Hilfselektrode an, die von ungefähr gleicher Größe wie die Kathode selbst ist. Mit dieser Hilfselektrode, im weiteren kurz als Sonde bezeichnet, untersuchen wir das Glimmlichtplasma

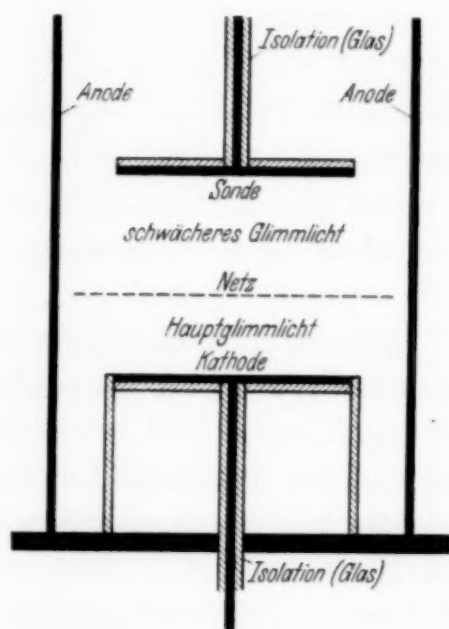


Fig. 1.

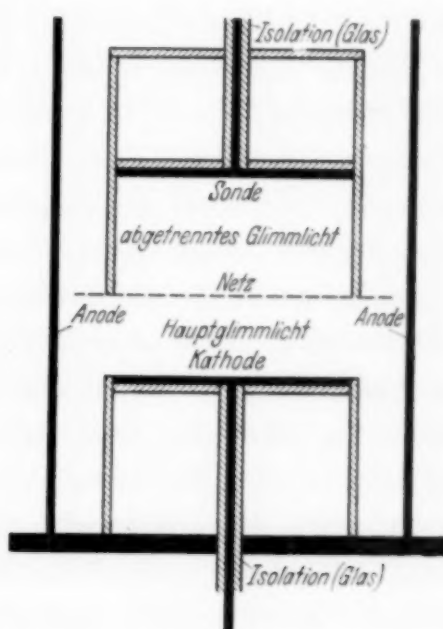


Fig. 2.

hinter dem Netz. Diese Versuche wurden bei einem Druck von 1 Torr in Wasserstoff ausgeführt.

Das Glimmlicht der Entladung wird durch ein Bündel schneller Elektronen erzeugt, das aus dem Kathodenfallraum stammt und in dem Gebiet geringer Feldstärke noch zahlreiche Träger bildet. Es stellt sich eine Trägerdichte ein, die dem Gleichgewicht zwischen Erzeugung, Rekombination und Diffusion zu den umgebenden oder im Glimmlicht stehenden Wänden entspricht. Da ein Teil des Elektronenbündels durch die Maschen des Netzes hindurchdringt, müssen wir 1. *hinter dem Netz ebenfalls ein, wenn auch schwächeres Glimmlicht erwarten*. Dies muß unabhängig davon gelten, auf welchem Potential sich das Netz befindet, denn die schnellen Elektronen aus dem Fallraum können in jedem Falle das Netz durchdringen. 2. *Sowohl das Hauptglimmlicht zwischen Kathode und Netz, wie auch das Glimmlicht hinter dem Netz, muß ungefähr Anodenpotential besitzen*. Dies muß unab-

hängig davon gelten, auf welchem Potential sich das Netz befindet. (Sein Potential muß natürlich unter dem der Anode liegen, andernfalls wäre das Netz selbst Anode.) Diese Feststellung ergibt sich daraus, daß beide Teile des Glimmlichts vor und hinter dem Netz die Anode umspülen. Zu dem Netz wandern durch ambipolare Diffusion immer die gleiche Anzahl von Ionen, unabhängig vom Netzpotential. Verschiedene Netzpotentiale verursachen nur, daß mehr oder weniger Elektronen das Netz erreichen. Ist das Netz erheblich negativ gegen die Anode, so liegt zu seinen beiden Seiten eine Raumladungsschicht, über der die Spannung gegen die Anode liegt. Elektronen gelangen dann nicht auf das Netz. Es ist also 3. *der Trägerverlust des Glimmlichts durch Anwesenheit des Netzes vom Netzpotential unabhängig*. Da verschiedene Netzpotentiale weder die Trägererzeugung noch den Trägerverlust des Glimmlichts hinter dem Netz beeinträchtigen, muß 4. *das Glimmlicht hinter dem Netz in seinen Eigenschaften weitgehend unabhängig vom Netzpotential sein*.

Dies sind zunächst in groben Zügen die Erwartungen, die wir für diese Versuchsanordnung aus der Theorie ableiten. Wir wollen sie mit dem Ergebnis von Versuchen vergleichen.

Schon die visuelle Beobachtung zeigt sogleich, daß tatsächlich hinter dem Netz sich ein Glimmlicht ausbildet, das wie das Hauptglimmlicht aussieht, nur erheblich schwächer leuchtet. Hieran ändert sich nichts, wenn man an das Netz Potentiale legt, die Null bis zu 100 Volt unter dem Anodenpotential liegen.

Wir haben zahlreiche Versuche ausgeführt, um die Eigenschaften des Glimmlichts hinter dem Netz zu ermitteln, und insbesondere um festzustellen, wie sie sich mit dem Netzpotential ändern. Die Hauptentladung zwischen Kathode und Anode wird zunächst auf eine bestimmte Stromstärke (100, 50, 25 mA) einreguliert. Dann gibt man dem Netz ein Potential, das 0 bis 100 Volt unter dem Anodenpotential liegt. Hierbei nimmt das Netz einen Ionenstrom auf, der durchaus mit dem Strom an der Kathode vergleichbar ist. Nur wenn das Netz sich auf Anodenpotential befindet, nimmt es einen Elektronenstrom auf, indem es sich mit der Anode in den Gesamtstrom teilt. Nun kann man den zur Sonde fließenden Strom in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Anode und Sonde messen. Es entsteht so eine Art Sondencharakteristik mit allerdings etwas anderem Verlauf, als es der Theorie der ebenen Sonde entspricht. Auf die Gründe hierfür kommen wir gleich zurück.

Als Beispiel zeigt Fig. 3 zwei solche Charakteristiken. Der Druck beträgt 1 Torr, die Stromstärke der Hauptentladung 100 mA, der Abstand

Kathode—Netz 20 mm, der Abstand Netz—Sonde 30 mm. In einem Falle befand sich das Netz auf Anodenpotential, im anderen 100 Volt unter diesem. Man erkennt sofort, daß das Netzpotential keinen wesentlichen Unterschied herbeiführt. Versuche mit anderen Kathodenstromstärken (50 mA) und anderen Abständen zwischen Netz und Sonde (5, 10 mm) führen zum gleichen Resultat. Wenn es uns auch nicht möglich ist, aus der Sondencharakteristik die Eigenschaften des vor der Sonde liegenden Glimmlichts mit Sicherheit zu entnehmen, so ist doch der Schluß berechtigt, daß Eingriffe, die ohne Einfluß auf die Charakteristik sind, auch das Glimmlicht im Gebiet dicht vor der Sonde ungeändert lassen. Die Änderung der Netzspannung ändert also tatsächlich das Glimmlicht in einiger Entfernung vom Netz nicht ab.

Bei der Ausführung dieser Versuche können Fehlerquellen auftreten, die das Ergebnis empfindlich verfälschen. Bei zu kleinem Abstand zwischen Netz und Kathode sinkt die Brennspannung der Hauptentladung, wenn man an das Netz stark negative Potentiale legt. Dies ist der Beginn des Hohlkathodeneffekts. Die Herabsetzung der Brennspannung zieht nun wieder eine Schwächung des Glimmlichts hinter dem Netz nach sich, besonders in größeren Entfernungen von ihm. Unter diesen Umständen verändert die an das Netz angelegte Spannung das Glimmlicht hinter dem Netz. Der Grund hierfür ist aber, daß durch diese Maßnahme auch die Entladung vor dem Netz beeinträchtigt wird. Rückt man andererseits die Sonde allzu nahe an das Netz heran, so wachsen die Sondenströme beim Anlegen negativer Netzspannungen. Dies hat folgende Ursache. Auf das Netz aufprallende Ionen lösen genau wie an der Kathode Sekundärelektronen aus, die die Raumladungsschicht zu beiden Seiten des Netzes durchheilen, dort kinetische Energie gewinnen und dann im Glimmlicht Träger erzeugen. Ihre Reichweite ist nicht sehr groß. Dies führt zu einer kleinen Erhöhung der Trägerkonzentration in der unmittelbaren Umgebung des Netzes beim Anlegen negativer Spannung und damit zum Wachsen des Sondenstroms. Diese beiden Störeffekte, die man leicht voraussehen kann, wurden auch durch Versuche sichergestellt.

Glimmlichtpotentiale und Elektronentemperaturen. Wir versuchen jetzt die Sondencharakteristiken auszuwerten, um etwas mehr über das Glimmlicht hinter dem Netz zu erfahren.

Auf die Hilfselektrode kann man nicht ohne weiteres die Theorie der ebenen Sonde anwenden. Die Versuche zeigen ja auch, daß man bei negativen Sondenspannungen den von jener Theorie erwarteten Sättigungswert

des Stromes nicht erreicht. Der Sondenstrom wächst vielmehr mit der Spannung langsam an¹⁾.

Wir überlegen deshalb genauer, welche Träger zur Sonde gelangen. Zunächst sind dies die schnellen Elektronen, die aus dem Kathodenfallraum kommen, das Glimmlicht und Netz durchsetzen, auf die Sonde aufprallen und eine Stromdichte i_1 ergeben. Steht die negative x -Richtung senkrecht zur Sonde, so ist i_1 negativ. Außer diesen Elektronen gelangt noch eine Anzahl auf die Sonde, die mit der Elektronenkonzentration n_e zusammenhängt, nämlich $\frac{1}{4} n_e v_e$. Der ganze Elektronenstrom ist dann

$$i_e = i_1 + \frac{n_e v_e}{4} e.$$

Wendet man auf n_e die Barometerformel von Scherzer (l. c.)

$$n_e = n_0 e^{\frac{eV}{kT_e}}$$

an, so erhält man

$$i_e = i_1 + \frac{e v_e}{4} n_0 e^{\frac{eV}{kT_e}}.$$

Bei stark negativen Sondenpotentialen reduziert sich der Elektronenstrom schnell auf i_1 .

Vor der Sonde bildet sich in bekannter Weise ein Raumladungsgebiet aus, das man sogar zuweilen als Dunkelraum sehen kann. Der zur Sonde fließende Ionenstrom setzt sich aus dem Anteil i_0 , der durch ambipolare Diffusion aus dem Glimmlicht in die Raumladungsschicht hineinfließt, und einem zweiten Anteil zusammen, der die dort erzeugten Ionen umfaßt. (Vernachlässigt ist hierbei die Emission von Elektronen durch das Ionenbombardement der Sonde und die von diesen Elektronen erzeugten Träger.)

Jetzt können wir für das Raumladungsgebiet die sechs Gleichungen einer Gasentladung aufstellen:

$$\mathfrak{E} = - \frac{\partial V}{\partial x} \quad (1) \quad i_i = n_i b_i e \mathfrak{E}, \quad (4)$$

$$i_e + i_i = i, \quad (2) \quad i_e = n_e b_e e \mathfrak{E}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x} = \frac{4 \pi e}{\varepsilon} (n_i - n_e), \quad (3) \quad \frac{d i_i}{d x} = \alpha |i_i| = - \alpha i_1. \quad (6)$$

Statt der Gleichung (4) könnte man allerdings auch an die Bewegungsgesetze

$$i_i = n_i \sqrt{\frac{2e}{m}} V^{\frac{1}{2}} \quad \text{oder} \quad i_i = e k n_i \sqrt{\mathfrak{E}}$$

¹⁾ Bei dem niedrigen Druck rührt das nicht von den von Sommermeyer, ZS. f. Phys. 90, 232, 1934, untersuchten Gründen her.

denken. Da aber die Dicke des Raumladungsgebietes nach visueller Beobachtung ziemlich viele freie Weglängen beträgt und die Felder dort nur mäßig sind, halten wir das Gesetz (4) für das wahrscheinlichste.

An der Übergangsstelle zwischen Glimmlicht und Raumladungsgebiet setzen wir

$$\mathfrak{E} = 0; \quad i_i = i_0; \quad x = -\xi,$$

und an der Sonde für große negative Spannungen

$$i_i = i - i_1; \quad x = 0.$$

Durch Integration von (6) entsteht

$$i_i = i - i_1 - \alpha i_1 x; \quad \alpha i_1 \xi = i_0 - i + i_1. \quad (7)$$

Vernachlässigen wir die Raumladung der Elektronen, so ergibt sich durch Eliminieren von n_i und i_i aus (3), (4) und (7)

$$b_i \mathfrak{E} \frac{d\mathfrak{E}}{dx} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \{i - i_1 - \alpha i_1 x\}.$$

Nochmaliges Integrieren liefert

$$\mathfrak{E}^2 = \frac{4\pi}{\varepsilon b_i} \{2(i - i_1)(x + \xi) - \alpha i_1(x^2 - \xi^2)\}$$

und schließlich das Potential als Funktion des Ortes

$$\begin{aligned} V &= \int_{-\xi}^0 \mathfrak{E} dx = \sqrt{\frac{4\pi}{\varepsilon b_i}} \int_{-\xi}^0 \sqrt{-\alpha i_1(x^2 - \xi^2) + 2(i - i_1)(x + \xi)} dx \\ &= \sqrt{\frac{4\pi}{\varepsilon b_i}} \int_{-\xi}^0 \sqrt{Ax^2 + 2Bx + C} dx \end{aligned}$$

mit den Abkürzungen

$$A = -\alpha i_1; \quad B = i - i_1; \quad C = \xi(2i - 2i_1 + \alpha i_1 \xi) = \xi(i - i_1 + i_0).$$

Die Ausrechnung ergibt

$$-\alpha i_1 \sqrt{-\frac{\alpha i_1 \varepsilon b_i}{\pi}} \frac{1}{i_0^2} V = \zeta \sqrt{\zeta^2 - 1} - \ln(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 1}),$$

wenn

$$\zeta = \frac{i - i_1}{i_0} \geq 1$$

bedeutet.

Über einen sehr großen Bereich von ζ ist angenähert

$$\zeta \sqrt{\zeta^2 - 1} - \ln(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 1}) \approx \frac{4\sqrt{2}}{3} (\zeta - 1)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{3}{20} (\zeta - 1)\right] \approx \frac{4\sqrt{2}}{3} (\zeta - 1)^{\frac{3}{2}}$$

und wir erhalten

$$\zeta = 1 + \left\{ \frac{3\alpha(-i_1)}{4\sqrt{2}i_0^2} \sqrt{-\frac{\alpha i_1 \varepsilon b_i}{\pi}} V \right\}^{\frac{2}{3}}.$$

Dies ergibt die Sondencharakteristik

$$i = i_0 + i_1 - \alpha i_1 \left(\frac{9 \varepsilon b_i}{32 i_0 \pi} \right)^{\frac{1}{3}} V^{\frac{2}{3}}.$$

Trägt man also den Sondenstrom i gegen $V^{\frac{2}{3}}$ auf, so muß für nicht zu kleine negative Spannungen nahezu eine Gerade herauskommen. In Fig. 4

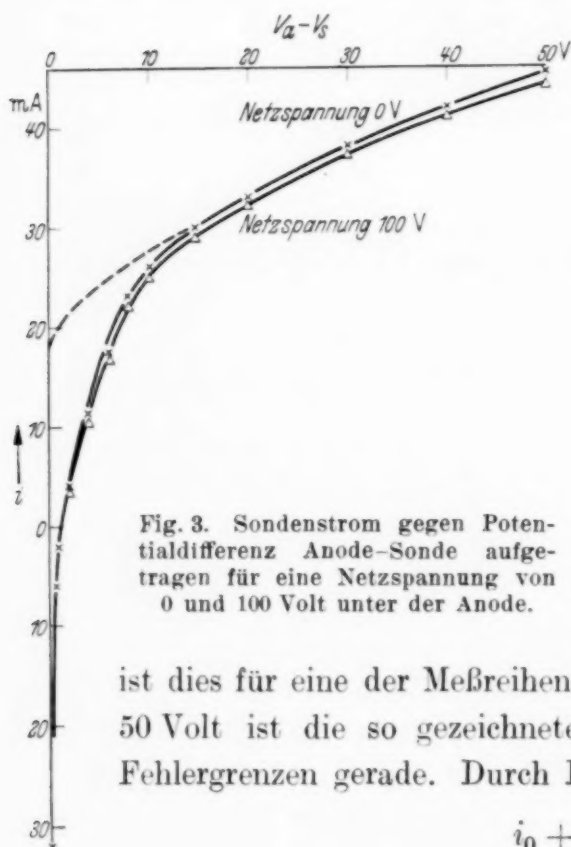


Fig. 3. Sondenstrom gegen Potentialdifferenz Anode-Sonde aufgetragen für eine Netzspannung von 0 und 100 Volt unter der Anode.

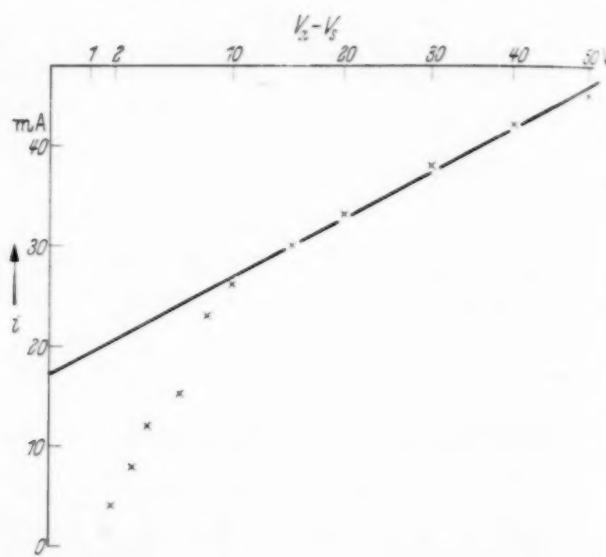


Fig. 4. Sondenstrom gegen $V^{2/3}$ aufgetragen.

ist dies für eine der Meßreihen der Fig. 3 geschehen. Zwischen 10 und 50 Volt ist die so gezeichnete Charakteristik wirklich innerhalb der Fehlergrenzen gerade. Durch Extrapolieren auf Null erhält man

$$i_0 + i_1 = 18 \text{ mA.}$$

Bei kleinen Sondenspannungen weicht die Charakteristik wegen des Gliedes

$$i_e - i_1 = \frac{e v_e}{4} n_0 e^{\frac{e V}{k T_e}}$$

von der Geraden ab. Tragen wir die extrapolierten Werte für kleine Sondenspannungen in Fig. 3 zurück ein, so können wir diesen Anteil entnehmen und in bekannter Weise durch halblogarithmische Darstellung die Elektronentemperatur bestimmen (Fig. 5). Es ergibt sich hierbei, daß tatsächlich zwischen 0,5 und 8 Volt der Elektronenstrom den erwarteten exponentiellen Anteil besitzt. Man kann dies als eine experimentelle Stütze der Barometerformel betrachten. Für die Elektronentemperatur erhält man einen Wert, der

$$\frac{k T}{e} \approx 4,2 \text{ Volt}$$

und damit einer mittleren Elektronenenergie von 6,3 Volt entspricht. Schließlich können wir feststellen, daß zwischen 0,0 und 0,5 Volt ein ausgeprägter Knick in der Charakteristik vorhanden ist. Die Bestimmung der Elektronentemperatur und die Prüfung der Barometerformel ist nicht sehr genau, wie man aus den in die Fig. 5 eingezeichneten Fehlergrenzen ersieht.

Führt man dieselbe Analyse an anderen Versuchsreihen aus, z. B. bei anderen Netzpotentialen, anderen Stromstärken der Hauptentladung oder anderen Abständen zwischen Netz und Sonde, ja sogar anderen Drucken, so findet man fast dieselben Werte der Elektronentemperaturen.

Der Knick in der halblogarithmischen Charakteristik gibt das Plasmapotential an. Es liegt nahe dem Anodenpotential, und zwar einige zehntel Volt darunter. Das Potential des Glimmlichts, und zwar auch des Teiles hinter dem Netz, richtet sich von ganz kleinen Beträgen abgesehen nach dem Anodenpotential. Weder Netzpotential, noch Kathodenstromstärke, noch die Lage der Sonde haben darauf Einfluß. Diese Feststellung entspricht der zweiten Behauptung in Abschnitt 1.

(Daß das Glimmlichtpotential vor der Sonde etwas unter dem Anodenpotential liegt, hängt mit den Potentialunterschieden innerhalb des Glimmlichts zusammen. In der Nähe der Anode liegt das Glimmlichtpotential etwas über der Anode. Auch ergeben unter manchen Bedingungen unsere Meßreihen Glimmlichtpotentiale, die einige zehntel Volt über der Anode liegen.)

Die mittlere kinetische Energie der Elektronen beträgt etwa die Hälfte der Ionisierungsenergie. Unsere Versuche zeigen eine Andeutung davon, daß dieser Energiebetrag ein wenig mit dem Kathodenstrom steigt und fällt. Um dies ganz sicherzustellen, ist die Bestimmung der Elektronentemperatur zu ungenau. Es erscheint bemerkenswert, wie wenig sich die mittlere Elektronenenergie durch die Versuchsbedingungen beeinflussen läßt. Sie scheint hauptsächlich durch die Struktur der H-Atome bzw. H_2 -Moleküle festgelegt zu sein.

Die Sondencharakteristiken zur Bestimmung weiterer Größen auszuschlachten, würde eine Überschätzung der Genauigkeit bedeuten.

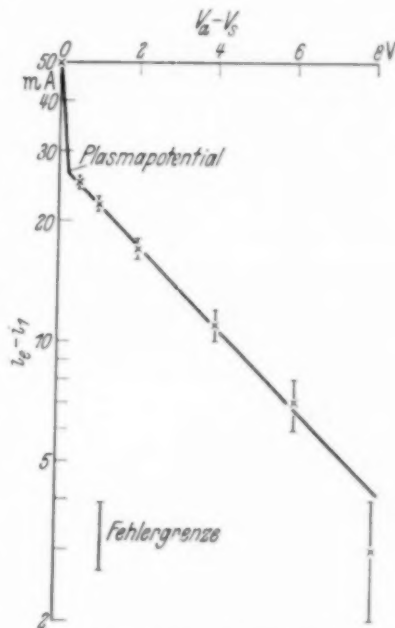


Fig. 5. Halblogarithmische Elektronenstromcharakteristik der Sonde zur Ermittlung der Elektronentemperatur.

Das Ergebnis der Versuche ist in jeder Weise in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen, die wir im ersten Abschnitt ausgesprochen haben.

Entladungen mit mehreren voneinander getrennten Glimmlichtern. Eine Reihe andersartiger Versuche wurde ausgeführt, bei denen auf das Netz ein Glaszylinder aufgesetzt wurde, dessen innerer Durchmesser gleich dem der Sonde war (Fig. 2 S. 721). Zwischen Netz, Sonde und Glaszylinder entsteht dann ein Raum, der mit den übrigen Teilen der Entladung und auch mit der Kathode und der Anode nur durch das Netz zusammenhängt.

Wir wollen uns wieder überlegen, welche Eigenschaften die Entladung in diesem Raum erwarten läßt, und die theoretische Erwartung mit den Versuchsergebnissen vergleichen.

Durch das Netz tritt wie in den früheren Fällen wieder ein Bündel schneller Elektronen aus dem Fallraum und erzeugt in dem abgetrennten Raum ein Plasma. Daß dies tatsächlich zutrifft, zeigt die visuelle Beobachtung eines Glimmlichts im abgetrennten Raum.

Geben wir dem Netz ein Potential, das (25, 50 bzw. 100 Volt) unter dem Anodenpotential und damit dem Potential des Hauptglimmlichts liegt, so bildet sich zwischen ihm und dem Hauptglimmlicht eine Raumladungsschicht aus, die oft auch als Dunkelraum sichtbar wird. Langsame Plasmaelektronen des Hauptglimmlichts werden hierdurch zurückgehalten und können nicht durch das Netz gelangen.

Halten wir nun die Sonde noch negativer als das Netz, so müssen die Elektronen aus dem Plasma zwischen Sonde und Netz zum Netz wandern. Ihre Zahl ist gleich der Zahl der Ionen, die aus diesem Gebiet auf Netz und Sonde zusammen wandern. Für diesen Plasmateil wirkt also das Netz als Anode. Wir erwarten also, daß das Plasmapotential ein wenig über dem Netzpotential liegt, und daß ein Bündel von Elektronen durch das Netz hindurchtritt, im Raumladungsgebiet beschleunigt wird und ins Hauptglimmlicht einfällt. Dieses Bündel muß das Hauptglimmlicht verstärken, dort Trägerdichte und Helligkeit erhöhen, kurz alle die Wirkungen ausüben, die wir auch dem Elektronenbündel zuschreiben, das aus dem Kathodenfallraum kommt.

Während sich aber die Elektronen aus dem Kathodenfallraum nur durch die Existenz des Glimmlichts verraten, zeigt hier der Versuch, daß das Elektronenbündel noch die Struktur des Netzes hat, daß es also wirklich das Netz durchsetzt hat. Auf einer Photographie des Hauptglimmlichts Fig. 6 erkennt man deutlich hellere und dunklere Streifen, die den Maschen und Drähten des Netzes entsprechen. Da das Netz während des Betriebs

der Entladung sich erwärmt und etwas durchhängt, ist das zusätzliche Elektronenbündel in der Mitte stärker als am Rand, was ebenfalls zu seiner Sichtbarkeit beiträgt. Der Kathodendunkelraum ist an dieser Stelle verkleinert. Aus der Beziehung ¹⁾

$$d = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{i - i_0}{\gamma i}; \quad i_0 = i(1 - \gamma e^{\alpha d})$$

zwischen Dunkelraumdicke d und der Ionenstromdichte i_0 , die aus dem Glimmlicht in den Fallraum eintritt, geht hervor, daß i_0 und damit auch die Trägerdichte im Hauptglimmlicht durch das zusätzliche Elektronenbündel erhöht wird. Es ist nicht uninteressant, daß man hier direkt sehen kann, daß die Wirkung eines Elektronenstrahlbündels von nur 100 Volt 1 bis 2 cm Glimmlicht glatt durchsetzt. Daß die Erhöhung der Trägerdichte auch mit einem Absinken der Brennspannung der Hauptentladung verbunden ist, werden wir weiter unten sehen.

Ist die Sonde wesentlich positiver als das Netz, so gehen die Elektronen zu ihr. Der Überschuß gegen die ebenfalls auf die Sonde kommenden Ionen wird als Elektronenstrom gemessen. Eine entsprechende Anzahl von Ionen nimmt das Netz auf. Das Plasma bleibt dabei immer etwas positiver als die Sonde. Tragen wir also den Sondenstrom i gegen die Potentialdifferenz Netz—Sonde ($V_n - V_s$) auf, so erwarten wir, daß i positiv ist, wenn $V_n - V_s > 0$ und bei $V_n = V_s$ in negative Werte umschlägt. Auf den sonstigen Verlauf der Charakteristik gehen wir nicht ein, da sie der komplizierten Versuchsanordnung entsprechend ziemlich verwickelt ist.

Die Fig. 7 zeigt das Ergebnis einer Versuchsreihe. (Hier ist der Abstand Netz—Sonde 5 mm, die übrigen Daten wie bei Fig. 3.) In groben Zügen finden wir unsere Erwartungen bestätigt. Der Sondenstrom wechselt tatsächlich das Vorzeichen bei Sondenpotentialen, die den Netzpotalen

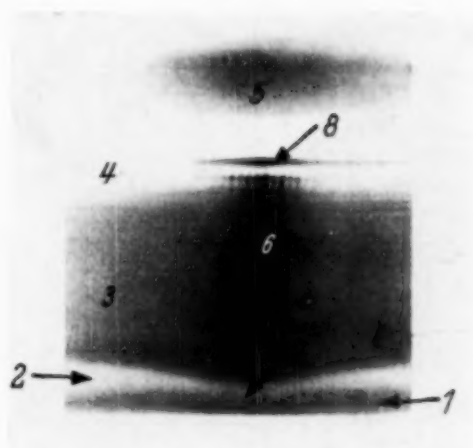


Fig. 6. Elektronenstrahlbündel aus dem abgetrennten Glimmlicht verstärkt das Hauptglimmlicht.

1. Erste Kathodenschicht, 2. Kathodendunkelraum, 3. Hauptglimmlicht, 4. Netz, 5. Abgetrenntes Glimmlicht, 6. Elektronenbündel, 7. Verkleinerung des Kathodendunkelraums durch das Elektronenbündel, 8. Lichtreflex am Netz ohne Bedeutung.

¹⁾ W. Weizel, R. Rompe, M. Schön, ZS. f. Phys. **112**, 339, 1939. Gl. (27).

naheliegen im Vergleich zu den Anodenpotentialen. Genau besehen liegt aber der Umschlag einige Volt höher als die Netzpotentiale, und zwar um so höher, je größer die Spannung zwischen Anode und Netz ist. Dies bedeutet: Wenn das Hauptglimmlicht vor dem Netz gegen dieses stark positiv

ist und vor dem Netz ein starkes Feld ausgebildet ist, so greift dieses Feld etwas durch die Maschen hindurch. Wegen des Durchgriffs treten noch Elektronen durch die Maschen, auch wenn das Glimmlichtpotential hinter dem Netz so hoch ist, daß Elektronen aus ihm die Netzdrähte nicht mehr erreichen können.

In Fig. 7 sind bei einigen Meßpunkten der Charakteristik, die zu einem Netzpotential von 100 Volt gehört, die Brennspannungen der Hauptentladung angegeben und außerdem durch den Buchstaben *B* angegeben, ob das obenerwähnte Elektronenbündel sichtbar war oder nicht (K. B.). Man sieht, daß das Bündel vorhanden ist,

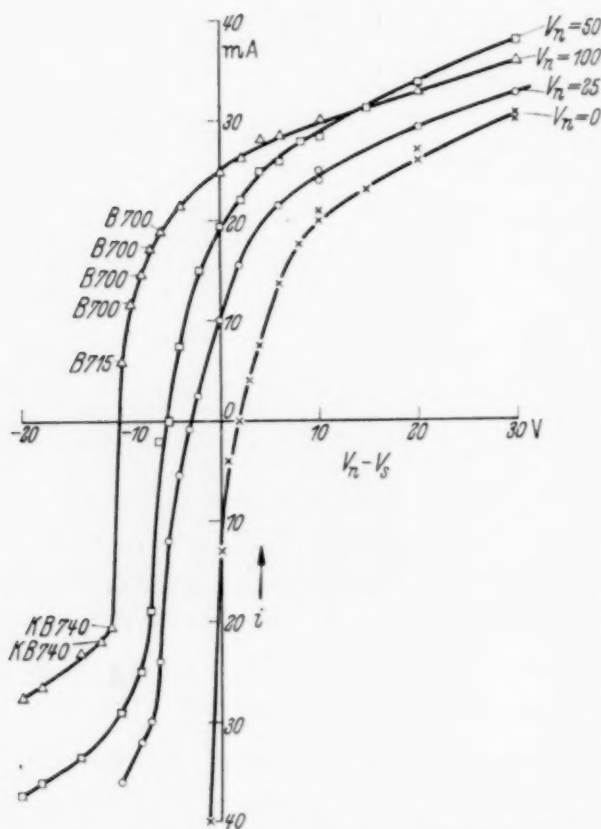


Fig. 7. Sondenstrom gegen Potentialdifferenz Netz-Sonde aufgetragen bei abgetrenntem Glimmlicht.

wenn die Sonde keine Elektronen aufnimmt, dagegen daß es fehlt, wenn die Elektronen zu ihr gelangen können. Das Bündel erniedrigt auch offenbar die Brennspannung¹⁾ der Hauptentladung um etwa 40 Volt.

Was nun das Potential des abgetrennten Glimmlichts betrifft, so läßt es sich nicht durch Auswerten der Charakteristik mit der erwünschten Genauigkeit bestimmen. In dem abgetrennten Glimmlicht stehen nämlich nur mehr zwei Elektroden (Netz und Sonde), und die Ströme an diesen Elektroden beeinflussen sich also gegenseitig. Man kann aber doch angeben, daß die Glimmlichtpotentiale um ähnliche Beträge über den Potentialen liegen werden, bei denen der Sondenstrom umschlägt, wie wir sie auch sonst als Differenzen zwischen Glimmlicht und stromlosen Elektroden

¹⁾ W. Weizel, R. Rompe, M. Schön, ZS. f. Phys. **112**, 339, 1939. Gln. (18), (28).

unter ähnlichen Umständen beobachten. Bei den in Fig. 3 aufgezeichneten Versuchen waren dies 1 bis 1,5 Volt.

Wir haben damit die sonderbare Tatsache, daß wir in ein und derselben Entladung mehrere Teilgebiete des negativen Glimmlichts vorfinden, deren Potential sich um etwa 100 Volt unterscheidet. Der abgetrennte Teil steht mit der erzeugenden Hauptentladung in keinem oder nur sehr beschränktem Trägersaustausch durch das Netz hindurch.

Alle die komplizierten Erscheinungen, die bei diesen verwickelten Entladungen auftreten, lassen sich aber zwanglos verstehen, wenn man für das Glimmlicht die Annahmen macht, wie sie für die Theorie des Glimmlichts vorausgesetzt werden.

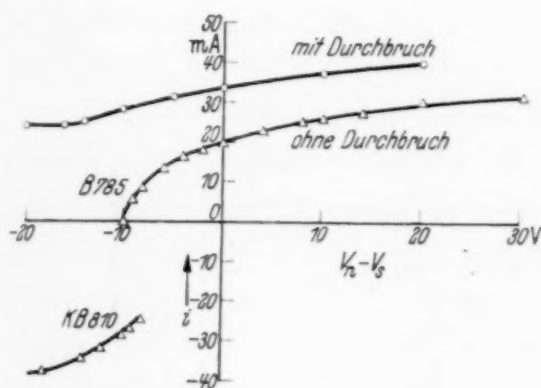


Fig. 8. Sondencharakteristik des abgetrennten Glimmlichts mit und ohne Durchbruch der Entladung durch das Netz.

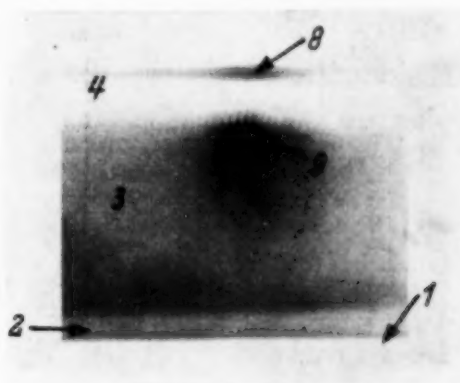


Fig. 9. Durchbruch der Entladung durch eine Netzmasche.
(Ziffernerklärung wie Fig. 6, S. 729.)

Durchbruch der Entladung durch das Netz. Wir betrachten jetzt die Vorgänge in den Maschen des Netzes noch etwas genauer. Verfolgt man die Sondenkennlinie bei einer Netzspannung von 100 Volt gegen Anode sehr sorgfältig, so findet man, daß die beiden Äste mit Strömen verschiedenen Vorzeichens nicht stetig aneinander anschließen. Bei der in Fig. 8 wiedergegebenen Versuchsreihe konnten sogar beide Äste gleichzeitig beobachtet werden, wenn die Sonde 8 bis 9 Volt positiver als das Netz war. Für die Ausbildung des Durchgriffs und das Hindurchtreten des Elektronenbündels durch das Netz muß also eine Art Zündung erfolgen.

Trotzdem ist das Elektronenbündel der Fig. 6 kein Durchbruch der Entladung durch das Netz, einen wirklichen Durchbruch zeigt vielmehr die Photographie Fig. 9. Hier sieht man schon äußerlich einen sehr hellen Entladungsteil durch eine einzige Masche des Netzes hindurchbrennen, während das früher beschriebene Bündel stets durch viele Maschen tritt, wenn es auch in der Mitte des Netzes intensiver ist. Die Durchbruchs-

entladung unterscheidet sich auch dadurch von dem Elektronenstrahlbündel, daß sie nicht soweit in das Hauptglimmlicht hineinreicht und eine viel größere Streuung zeigt, kurz gar nicht wie ein Bündel aussieht. Es treten aber auch hier Elektronen durch das Netz, sogar in größerer Zahl als früher bei den Bündeln. Die Sonde nimmt nämlich beim Durchbruch mehr Ionen auf als ohne diesen (Fig. 8). Sogar wenn die Sonde viel positiver ist als das Netz (20 bis 40 Volt), mißt man an ihr immer noch einen Ionenstrom. Das Potential des abgetrennten Glimmlichts liegt also jetzt viel höher als das des Netzes, d. h. das Durchbrennen durch eine Netzmasche stellt einen wirklichen Zusammenhang der beiden Glimmlichtteile her, öffnet also den Elektronen des abgetrennten Teiles den Zugang zur Anode. Die Entladung in der Netzmasche verhält sich in vieler Hinsicht wie die positive Säule. Sie hat auch wie diese in der Entladung die Funktion, Elektronen durch ein Hindernis zu befördern und so zwei Entladungsplasmen auf verschiedenem Potential miteinander zu verbinden.

Ähnliche Erscheinungen wie das Durchbrennen durch die Netzmasche treten bei vielen Entladungen als unbeabsichtigte Nebenvorgänge auf. Obwohl gewöhnlich nur als unbedeutende Unregelmäßigkeiten unbeachtet, verdienen sie als Störungen der normalen Entladung ein gewisses technisches Interesse, besonders da sie die Ursache der Beschädigung der Entladungsgefäße werden können. Stellt man in ein gewöhnliches Rohr eine scheibenförmige Kathode, so tritt auf beiden Seiten dieser Kathode ein Glimmlicht auf. Die Kathode selbst trennt den Glimmlichtteil, der der Anode abgekehrt ist, von dieser und die Elektronen können aus diesem abgetrennten Glimmlicht nur zur Anode gelangen, wenn sie zwischen der Rohrwand und der Kathode in einer säulenartigen Nebentladung hindurchschlüpfen. Dies ist auch, was in der Regel beobachtet wird. Erniedrigt man den Druck, so verschwindet diese Nebentladung und mit ihr stets das Glimmlicht auf der Rückseite der Kathode. Hat man in einem Rohr eine an der Wand dicht anliegende Kathode, die aber an irgendeiner Stelle durchbohrt ist, so zeigt sich ebenfalls auf der der Anode abgewendeten Seite ein Glimmlicht. Die Kathode selbst nimmt aus diesem Ionen auf, und eine entsprechende Zahl von Elektronen bricht in einer büschelförmigen Entladung durch das Loch in der Kathode. Einen anderen interessanten, aber etwas komplizierten Fall hat schon vor langer Zeit Wiedemann¹⁾ beschrieben. Hier brechen die Elektronen aus dem abgetrennten Glimmlicht im äußeren Rohr durch den Dunkelraum hindurch in den Anodenraum ein. In jeder etwas kom-

¹⁾ E. Wiedemann, Wied. Ann. **63**, 242, 1897.

plizierteren Versuchsanordnung ergeben sich bei gewissen Betriebsbedingungen derartige meist unerwünschte Nebenentladungen. Fast immer handelt es sich dabei um das säulenartige Durchbrechen von Elektronen aus einem Glimmlichtteil, dem ein direkter Zugang zur Anode fehlt, zu dieser. Die Kenntnis dieser Tatsache kann fast immer dazu verwendet werden, solche störenden Nebenentladungen zu unterdrücken.

Ergebnis. Ein negatives Glimmlicht entsteht überall, wo ein Bündel schneller Elektronen im feldfreien Gebiet vorhanden ist. Das Glimmlicht braucht nicht durch Trägersaustausch mit der übrigen Entladung zusammenzuhängen. Sein Potential ist durch die es umgebenden festen Wände bestimmt, und zwar ist es immer etwas positiver als die positivste Wand, die die Rolle der Anode spielt. Man kann Glimmlichter erzeugen, deren Potential sich von dem des Hauptglimmlichts der Entladung bedeutend unterscheidet. Legt man in ein Glimmlicht eine negative Elektrode (gegen das Glimmlicht), so kann man durch mäßiges Variieren ihres Potentials nur ein kleines Raumladungsgebiet dicht vor ihr beeinflussen. Aus diesem Gebiet zieht sich das Glimmlicht zurück (Dunkelraum). Im Glimmlicht selbst entsteht kein Feld, der Trägertransport aus dem Glimmlicht findet nach wie vor durch ambipolare Diffusion statt und bleibt unbeeinflusst. Diese experimentellen Ergebnisse entsprechen den theoretischen Erwartungen.

Der Helmholtz-Gesellschaft, die uns die Mittel für elektrische Geräte zur Verfügung gestellt hat, möchten wir auch an dieser Stelle unseren herzlichen Dank aussprechen.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität.

Zum Mechanismus des Hochstromkohlebogens. (Untersuchungen über Hochstromkohlebögen. III.)

Von **W. Finkelburg** in Darmstadt.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 9. November 1939.)

Im Anschluß an die in zwei früheren Arbeiten mitgeteilten elektrischen und Strahlungsmessungen an hoch belasteten Gleichstromkohlebögen wird der Mechanismus dieser Entladungsform behandelt. Die besonderen Eigenschaften der Hochstromkohlebögen liegen in den Vorgängen an der Anode begründet, nämlich in der starken Anodenverdampfung, der intensiv strahlenden Anodenflamme und dem durch sie bedingten, mit der Stromstärke wachsenden Anodenfall, der die steigende Bogencharakteristik ergibt. Die Anodenflamme wird als Abklingleuchten des von der Anode fortströmenden, durch Verdampfung entstandenen, hoch erhitzten Plasmas gedeutet und die Flammenlänge aus Strömungsgeschwindigkeit und Abkühlungsdauer in Übereinstimmung mit der Beobachtung abgeschätzt. Der für Anodenverdampfung und Plasmaaufheizung zusätzlich erforderliche Energieaufwand bedingt den Anstieg des Anodenfalls mit der Stromstärke und ist damit der Ausgangspunkt für eine Theorie der steigenden Charakteristik. Alle Beobachtungen sind mit der gegebenen Theorie in Übereinstimmung. Im Anhang werden einige Versuche über den Materialtransport im Bogen (Pilzwachstum) behandelt; dieser ist keine einfache Kondensationserscheinung, sondern eine Wirkung der Anodenflamme.

1. Einleitung.

Die Theorie des niedrigbelasteten Gleichstromkohlelichtbogens ist nicht nur grundsätzlich klar, sondern auch im einzelnen quantitativ durchgeführt und in Übereinstimmung mit dem Experiment. Im Gegensatz dazu fehlte bisher noch der Schlüssel zum Verständnis der HAUPTERSCHEINUNGEN des hochbelasteten, frei brennenden Gleichstromkohlebogens, nämlich der steigenden Charakteristik und der nach allen Beobachtungen mit ihr gekoppelten, stark strahlenden, aus dem positiven Krater hervorschießenden Anodenflamme.

In der vorliegenden Mitteilung soll auf Grund der früher mitgeteilten Untersuchungen¹⁾ sowie neuer Beobachtungen und Messungen eine Erklärung der Erscheinungen des Hochstromkohlebogens gegeben und damit die Grundlage für eine spätere Theorie gelegt werden.

Unsere nachher näher zu begründende Vorstellung vom Mechanismus des Hochstromkohlebogens ist die folgende: Im Gegensatz zum Niederstrombogen bildet die überlastete Anode des Hochstrombogens wegen der

¹⁾ W. Finkelburg, ZS. f. Phys. **112**, 305; **113**, 562, 1939; im folgenden als „I“ und „II“ zitiert.

starken Anodenverdampfung die Quelle eines kontinuierlich senkrecht zur Anodenstirnfläche in den Raum hinauschießenden Dampfstrahles (siehe Fig. 1), der im Anodenfall auf sehr hohe Temperatur erhitzt wird und auf seinem weiteren Wege sich unter anfänglich intensiver Strahlung abkühlt. Dieses Abklingleuchten des von der Anode fortströmenden hochoverhitzten Plasmas ist also die Erklärung für die Erscheinung der Anodenflamme. Die Anodenverdampfung und die Aufheizung des dauernd sich neu bildenden und abströmenden Anodendampfes ist gleichzeitig die Ursache für die steigende Charakteristik der Hochstrombögen, da sie einen gegenüber dem



Fig. 1. Anodenflamme beim Homogenkohle-Hochstrombogen;
Anode und Kathode je 6 mm Durchmesser.
Zischende Form; 72 Amp., 49 Volt.

Niederstrombogenmechanismus zusätzlichen Energieaufwand bedingen, der nach II, S. 579 stärker als linear mit der Stromstärke wächst und nur durch einen Anstieg des Anodenfalles mit der Stromstärke, d. h. eine steigende Bogencharakteristik, gedeckt werden kann.

In Abschnitt 2 werden nun die zur Annahme dieses Mechanismus führenden Beobachtungen besprochen und dann in den folgenden Abschnitten der vorgeschlagene Mechanismus genauer behandelt und sein Zusammenhang mit der Bogencharakteristik abgeleitet.

2. Die Eigenschaften der Anodenflamme.

Die bei einer Erklärung der Anodenflamme zu berücksichtigenden Beobachtungen sind die folgenden:

a) Die Richtung der Anodenflamme ist (s. Fig. 1) wenigstens in ihrem ersten Teil stets senkrecht zur strahlenden Stirnfläche der Anode, gleichgültig, ob diese einen Krater bildet (Dochtkohle) oder nicht. Die

Flammenrichtung ist also weitgehend unabhängig von der Stellung der Kohlen zueinander und damit auch vom Stromleitungsmechanismus, der in der Kathode und Anode verbindenden Bogensäule erfolgt.

b) Ausdehnung und Intensität der Anodenflamme sind völlig unabhängig vom Material der Negativkohle und nur durch das der Positivkohle bestimmt.

c) Das Spektrum der Anodenflamme zeigt bei positiver Homogenkohle äußerst intensiv die Linie des C-Atoms und die Banden des C_2 ; ferner (beim Bogen in Luft) die des CN, bei positiven Dochkohlen außerdem die Spektren der Anodenbestandteile. Die Anodenflamme besteht also im wesentlichen aus dem leuchtenden Dampf des Anodenmaterials unter Beteiligung der durch Einwirkung der Atmosphäre auf ihn entstehenden Verbindungen¹⁾.

d) Dieses Ergebnis wird bestätigt durch die im Anhang der Arbeit mitgeteilte Untersuchung über den Materialtransport im Bogen. Bringt man nämlich die Kathode oder eine isolierte Elektrode in die Anodenflamme des hochbelasteten Homogenkohlebogens, so findet auf dieser Gegenelektrode eine starke Kohleablagerung statt,



Fig. 2. Graphitblock, gewachsen auf einer 16 mm-Kathode. Der Durchmesser des Blocks ist gleich dem der 7 mm-Anode.

und zwar entspricht der Durchmesser des entstehenden festen Graphitblocks (siehe Fig. 2) dem der Anodenflamme.

e) Sprachen schon die unter d) angeführten Versuche wegen der fehlenden Seitenstreuung dafür, daß die Bestandteile der Anodenflamme mit erheblicher Geschwindigkeit in den Raum hinausgeschleudert werden, so konnte bei weiteren Versuchen direkt der beträchtliche Impuls der die Anode verlassenden Dämpfe, z. B. durch Aus-

lenkung eines in die Flamme gebrachten Pendels, festgestellt werden. Die Anodenflamme verläßt also als kräftiger Dampfstrahl senkrecht zur Stirnfläche die Anode.

f) Die Länge der Anodenflamme hängt von der Verdampfungsgeschwindigkeit des Anodenmaterials ab und wächst mit dieser.

¹⁾ Da stets durch die die Anodenflamme umgebende Aureole hindurchphotographiert werden muß, ist aus den Aufnahmen nicht klar zu ersehen, ob die CN-Banden auch von der Anodenflamme selbst oder, was nach den Aufnahmen wahrscheinlicher ist, in der Aureole emittiert werden. Im Zusammenhang mit den übrigen spektroskopischen Ergebnissen wird auf diese Frage demnächst näher eingegangen werden.

g) Ein Abtasten des ganzen Hochstrombogens mit einer Potentialsonde ergab erwartungsgemäß Potentialsprünge hart vor der Kathode und der Anode (Kathoden- und Anodenfall) sowie einen langsamen Potentialabfall in der Bogensäule von der Anode zur Kathode (Säulengradient), dagegen keinerlei Potentialunterschiede innerhalb der sehr ausgedehnten Anodenflamme.

3. Der Mechanismus der Anodenflamme.

Dieser letzte Versuch g) birgt den Schlüssel zum Verständnis des Anodenflammenmechanismus. Wenn in der gesamten Anodenflamme hinter dem eng begrenzten Anodenfall gleiches Potential herrscht, dann kann der Anodenflamme außerhalb der stromführenden Entladungsteile auch keine elektrische Energie zugeführt werden. Es folgt daraus zwanglos die hier vorgeschlagene Deutung:

Infolge der bei hochbelasteter Anode gemessenen Anodenverdampfung bis zu 50 mg pro Sekunde strömt aus dem positiven Krater dauernd mit der Geschwindigkeit v ein zu einem erheblichen Grade ionisierter Dampfstrahl aus. In dem der Anode dicht vorgelagerten Anodenfall wird dieser weiter auf eine so hohe Temperatur (über 8000°) erhitzt, daß der Ionisationsgrad zur Lieferung der notwendigen Elektronendichte vor der Anode ausreicht. Diese im Anodenfallgebiet hochoverhitzte Gasschicht (Plasma) wird nun durch die dauernd entstehenden neuen Dämpfe von der Anode in den Raum hinaus fortgeschoben. Die von der Anode ausgehenden positiven Ionen erhalten dabei im Anodenfall eine hohe gerichtete Geschwindigkeit senkrecht zur Anodenstirnfläche, die sich aber durch Stöße sehr schnell auf die neutralen Teilchen überträgt und daher nur eine Temperaturerhöhung bewirkt. Die aus dem Anodenfallgebiet herausströmenden, auf über 8000° erhitzten und daher stark strahlenden Gase benötigen nun eine gewisse, aus Energieinhalt, Strahlung, Wärmeleitung und Konvektion abschätzbare Zeit τ , bis sie sich so weit abgekühlt haben, daß sie nicht mehr strahlen. Aus dieser Zeit τ und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} der Anodendämpfe ergibt sich dann die Länge der Anodenflamme zu

$$L = \tau \cdot \bar{v}.$$

Zur Berechnung von \bar{v} und τ benötigen wir zunächst die Gastemperatur T_G im Anodenfallgebiet. In II, S. 574 wurden aus Strahlungsmessungen Werte der schwarzen Temperatur T_s bis zu 6000° ermittelt. Spektraluntersuchungen zeigten nun, daß das Spektrum keineswegs kontinuierlich ist, sondern aus zahlreichen, aber äußerst scharfen Linien besteht,

die zusammengeschoben nur einen kleinen Bruchteil des gesamten Spektrums ausfüllen würden. Diesen Ausfüllungsgrad a aus dem Spektrum zu ermitteln, ist äußerst schwierig; er dürfte nach unseren Gitteraufnahmen zwischen 0,13 und 0,3 liegen. Aus der Definitionsgleichung

$$T_s^4 = a T_G^4$$

erhalten wir mit diesen Grenzwerten und $T_s = 6000^\circ$

$$8000^\circ < T_G < 10000^\circ.$$

Mit dieser Abschätzung stimmt das Ergebnis einer Arbeit von Lochte-Holtgreven und Maecker¹⁾ gut überein, in der bei einem schwach überlasteten, zischenden Homogenkohlebogen (20 bis 22 Amp. bei 14 mm Positivkohle) die Temperatur der der Anode vorgelagerten Gasschicht spektroskopisch bestimmt wurde. Aus der Intensitätsverteilung in der CN-Bande λ 3883 ermittelten die Verfasser eine Temperatur von 8700° , während bei 32 Amp. die Auswertung bereits über 10000° ergab, gleichzeitig aber Anzeichen dafür auftraten, daß es sich dabei nicht mehr um rein thermische Anregung handelte.

Um vorsichtig zu rechnen, benutzen wir im folgenden den niedrigeren der von uns abgeschätzten Temperaturwerte und finden dann bei dem Druck von 1 Atm. als Teilchenzahl in 1 cm^3

$$N_{8000^\circ} = \frac{2,7 \cdot 10^{19} \cdot 273}{8000} \sim 10^{18}.$$

Auf diese Dichte muß sich also das Anodenmaterial, das wir als Kohlenstoff annehmen wollen, bei der Verdampfung ausdehnen. Da in 1 cm^3 unseres Homogenkohlematerials vom spez. Gew. $1,7 \text{ g/cm}^3$

$$N_{\text{fest}} = 1,7 \cdot 10^{23}$$

C-Atome enthalten sind, dehnt sich unter der Annahme eines erheblichen Anteils von C_2 -Molekülen im Dampf (spektroskopisch festgestellt) der feste Kohlenstoff durch die Überführung in Dampf von 8000° um den Faktor

$$N_{\text{fest}}/N_{8000^\circ} \sim 10^5$$

aus. Einem gemessenen maximalen „Abbrand“ von $0,05 \text{ cm/sec}$ entspricht folglich bei 8000° ein von der Anodenstirnfläche abströmender Kohlenstoffdampfstrahl der Anfangsgeschwindigkeit

$$v = 0,05 \cdot 10^5 = 5 \cdot 10^3 \text{ cm/sec.}$$

Bei der folgenden Abkühlung zieht sich dieser Dampfstrahl zusammen und verringert dadurch seine Geschwindigkeit bis zu der Temperatur von 2000° ,

¹⁾ W. Lochte-Holtgreven u. H. Maecker, ZS. f. Phys. **105**, 1, 1937.

bei der das Leuchten weitgehend abgeklungen sein dürfte, auf 0,25 v . Da die Temperatur des Plasmas und mit ihr auch die Geschwindigkeit v etwa wie e^{-t} abnimmt, rechnen wir mit einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von

$$v = 0,5 v = 2,5 \cdot 10^3 \text{ cm/sec.}$$

Strömungsgeschwindigkeiten verdampfender Elektrodenmaterialien von gleicher Größenordnung sind übrigens an in Funkenentladungen lokal stark erhitzten Metallelektroden in älterer und neuerer Zeit mehrfach festgestellt worden¹⁾. Auch dabei ist auf die Unabhängigkeit des Dampfstrahles von dem elektrischen Leitungsvorgang hingewiesen worden.

Zur Abschätzung der Flammenlänge ist noch die Kenntnis der Zeit τ erforderlich, die das auf 8000° erhitzte Gas benötigt, um sich auf die Endtemperatur des Leuchtens, sagen wir 2000°, abzukühlen. Da genaue Daten fehlen, läßt sich nur die Größenordnung von τ ermitteln. Der Wärmeinhalt von 1 cm³ des auf die Temperatur T erhitzten Plasmas ist nach Kirschstein und Koppelman²⁾ für ein nur aus einer Art von Atomen (thermisch völlig dissoziiertem Stickstoff z. B.) bestehendes Plasma

$$U = N [k T (3/2 + 1/1 + \alpha) + 1/1 + \alpha (e V_D/2 + \alpha e V_i)],$$

worin N die der jeweiligen Temperatur T entsprechende Teilchenzahl pro cm³, α der Ionisierungsgrad, V_D die Dissoziationsenergie der dissoziierten Moleküle und V_i die Ionisierungsenergie der Atome in Volt bedeuten. Für den Fall unserer komplizierten, durch Anodenverdampfung entstehenden Plasmen wird die Formel entsprechend komplizierter. Es genügt aber zu wissen, daß nach den Rechnungen von Kirschstein und Koppelman für Luft U zwischen 8000 und 20000° nahezu unabhängig von der Temperatur und etwa gleich dem dreifachen Wärmeinhalt des kalten Gases ist. Noch schwieriger ist die Abkühlung des Gases zu berechnen, da Strahlung, Konvektion, klassische Wärmeleitung durch Transport kinetischer Energie, und die Wärmeleitung durch Rekombination von Elektronen und Ionen zu Atomen und von Atomen zu Molekülen nach Abdiffusion an kühlere Stellen, zusammen wirken. Die selbst für den Fall der Vernachlässigung von Strahlung und Konvektion (in unserem Falle unerlaubt!) noch äußerst langwierige numerische Rechnung scheint bisher nur einmal durchgeführt zu sein, nämlich von Holm, Kirschstein und Koppelman³⁾ für den

¹⁾ H. Kaiser u. A. Wallraff, Ann. d. Phys. **34**, 300, 1939. — ²⁾ B. Kirschstein u. F. Koppelman, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzerns **16**, 26, 1937. —

³⁾ R. Holm, B. Kirschstein u. F. Koppelman, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzerns **13**, 63, 1934.

Fall einer auf 6500° erhitzten Lichtbogensäule in Stickstoff und in Wasserstoff. Für Stickstoff und die uns interessierenden Säulendurchmesser von 5 bis 10 mm finden sie für Abkühlung auf 2000° τ -Werte zwischen 10^{-2} und 10^{-3} sec. Höhere Anfangstemperatur dürfte an diesen Werten nicht viel ändern, da die Abkühlung namentlich infolge Strahlung bei hohen Temperaturen sehr schnell erfolgt. Berücksichtigen wir nun, daß infolge der bei uns sehr intensiven Strahlung und der nicht unbeträchtlichen Konvektion (nichtstabilisierter Bogen!) die Abkühlung gegenüber der Wärmeleitungsrechnung nicht unwesentlich beschleunigt wird, so dürfen wir den niedrigeren der beiden Werte,

$$\tau \sim 10^{-3} \text{ sec,}$$

als die richtige Größenordnung annehmen. Dafür spricht auch, daß von Kaiser und Wallraff (l. c.) ein Nachleuchten von im Funken erhitzten Metaldämpfen bis zu 10^{-3} sec durch Drehspiegelversuche direkt nachgewiesen worden ist.

Für die Länge der Anodenflamme erhalten wir mit den beiden so abgeschätzten Werten $\bar{v} = 2,5 \cdot 10^3$ cm/sec und $\tau = 10^{-3}$ sec:

$$L = \bar{v} \cdot \tau \sim 2,5 \text{ cm}$$

und damit einen mit der Beobachtung ausgezeichnet übereinstimmenden Wert. Angesichts der rohen Abschätzung von τ ist nur die größenordnungsmäßige Übereinstimmung von Bedeutung, diese aber scheint uns durch die Abschätzung gut gesichert.

Auf einen Punkt muß noch hingewiesen werden. Bei allen Beobachtungen langer Anodenflammen (vgl. Fig. 1 und Fig. 6 b in I) fällt auf, daß trotz der sicher vorhandenen seitlichen Diffusion und Wärmeableitung die Flamme so gut zusammenhält; ihr Durchmesser vergrößert sich mit zunehmendem Abstand von der Anodenstirnfläche nicht. Diese Beobachtung ist mit der hier gegebenen Deutung in bester Übereinstimmung, da der Dampfstrahl sich mit wachsender Entfernung von der Anode infolge der Abkühlung ja zusammenzieht und diese Zusammenziehung die Ausbreitung infolge Diffusion und Wärmeleitung kompensiert.

4. Beobachtungen über die steigende Charakteristik und ihren Zusammenhang mit der Anodenflamme.

Aus dem Vergleich der bei verschiedener Bogenlänge aufgenommenen Charakteristiken Fig. 8 und 9, S. 318 in I, folgt, daß der Anstieg der Charakteristik der Hochstromkohlebögen unabhängig von der Bogenlänge ist.

Versuche mit Negativkohlen sehr verschiedener Zusammensetzung zeigten ferner, daß der Anstieg auch unabhängig vom Kathodenmaterial und dem von ihm abhängigen Kathodenfall ist. Es folgt, daß der Anstieg der Brennspannung mit der Stromstärke an der Anode lokalisiert sein muß und bedingt ist durch einen im Gegensatz zum Niederstrombogen stromstärkeabhängigen Anodenfall.

Weiter zeigt eine große Anzahl von Beobachtungen, daß die Steilheit der Charakteristik, d. h. die Zunahme des Anodenfalles, eng gekoppelt ist mit der Zunahme der Anodenverdampfung und der Ausbildung der Anodenflamme:

a) Je ausgedehnter die Anodenflamme und je größer ihre Strahlungsintensität ist, desto höher ist nach allen unsern Messungen unter sonst gleichen Bedingungen die Brennspannung, bei gleichen Säulengradienten also der Anodenfall. Bei fehlender Anodenflamme (vgl. I, S. 320, infolge veränderter Dochtbeschaffenheit) fehlt auch der Anstieg der Charakteristik.

b) Die Länge der Anodenflamme, die bei Aufsicht auf den Krater gemessene Leuchtdichte, und die Größe der Anodenverdampfung zeigen stets gleichen Gang.

c) Mit jeder Instabilität der Anodenflamme (Flackern infolge Überlastung oder Turbulenz des Bogens) ist eine gleichzeitige Änderung der Brennspannung verbunden, und umgekehrt.

5. Zur Theorie des Anodenfalles beim Hochstromkohlebogen.

Die Theorie des anomalen Anodenfalles folgt zwanglos aus diesen Beobachtungen. Die der Anode und dem ihr dicht vorgelagerten Anodenfallgebiet sekundlich zugeführte Energie ist

$$W = J_e (V_{au} + V_A), \quad (1)$$

wenn J_e die Elektronenstromstärke, V_A der Anodenfall und V_{au} die Austrittsarbeit der Elektronen ist, die beim Eintritt in die glühende Anode frei wird. Durch diese Energie muß nicht nur, wie beim Niederstrombogen, der Wärmeverlust der Anode und des ihr direkt vorgelagerten Anodenfallgebiets infolge Wärmeleitung, Konvektion und Ausstrahlung gedeckt werden, sondern nach Abschnitt 3 der gesamte, zur dauernden Erzeugung der Anodenflamme erforderliche Energiebedarf, nämlich die Verdampfungswärme des Anodenmaterials und die zur Erhitzung des erzeugten Dampfes unter Expansion auf das 10^5 -fache aufzuwendende

Energie. Diese Anodenflammenenergie erscheint zu einem beträchtlichen Teil wieder als Strahlungsenergie (vgl. II, S. 572ff.); der Rest wird durch Konvektion und besonders durch Wärmeleitung im weiteren Sinne einschließlich Rekombination von Elektronen und Ionen zu Atomen und von Atomen zu Molekülen als Wärme an die Umgebung abgeführt.

Bezeichnen wir mit $A(J)$ die stromstärkeabhängige, pro sec verdampfende Anodenmaterialmenge in g/sec und mit $Q(J)$ die zur Verdampfung und Erhitzung von 1 g Anodenmaterial auf die J -abhängige Anodenflammen-Temperatur erforderliche Energie, so läßt sich bei Vernachlässigung chemischer Prozesse die Energiebilanz des Anodenfallgebiets schreiben als

$$J_e (V_{au} + V_A) = A(J) \cdot Q(J) \quad (2)$$

und der Anodenfall

$$V_A = \frac{A(J) \cdot Q(J)}{J_e} - V_{au}. \quad (3)$$

Durch Einsetzen der wieder von J abhängigen Anfangsgeschwindigkeit des Anodendampfstrahls $v(J)$ und des Anodendurchmessers d kann man mit der in Abschnitt 3 berechneten Dichte $\rho_{gas} \sim 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ auch schreiben

$$V_A = \frac{10^{-5} \pi d^2 v(J) Q(J)}{2 J_e} - V_{au}. \quad (4)$$

Einen mit der Stromstärke wachsenden Anodenfall V_A haben wir, wenn in (3) und (4) der Zähler stärker als linear mit J zunimmt.

Beim Homogenkohlebogen hängt nun nach II, Fig. 9 T_s und damit Q nur sehr wenig von J ab, während nach II, S. 579 $A(J) \sim \text{const} \cdot J^2$ gemessen wurde. Der Zähler in (3) nimmt folglich etwa quadratisch und V_A damit beim Homogenkohlebogen theoretisch etwa linear mit J zu. Beim Beck-Bogen dagegen wächst nach II, Fig. 8 T_s und damit auch Q bedeutend stärker mit J , und für die verdampfende Menge $A(J)$ wurde nach II, S. 579 gemessen $A(J) \sim \text{const} \cdot J^3$. Der Zähler in (3) wächst folglich stärker als J^3 , und der Anodenfall V_A stärker als quadratisch mit der Stromstärke J .

Experimentell haben wir (vgl. I, Fig. 2, 8, 9) beim Homogenkohlebogen einen weniger als linearen, beim Beck-Bogen einen kräftigen, mehr als linearen Anstieg der Charakteristik gemessen. Der auffallende Unterschied der gemessenen Charakteristiken des Homogenkohlebogens und des Beck-Bogens wird also von der Theorie richtig wiedergegeben, nicht aber der Grad des Anstiegs. Die Ursache hierfür ist nach unsern Beobachtungen

darin zu suchen, daß der gemessene Anodenmaterialverlust nicht ausschließlich auf Verdampfung, sondern zum Teil auch auf einem explosiven Abschleudern kleiner Kohleteilchen beruht. Da letzteres gerade bei großer Stromstärke hervortritt, kann dadurch eine stärkere Zunahme von $A(J)$ mit J vorgetäuscht werden, als der reinen Verdampfung entspricht. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache können wir die Übereinstimmung von Theorie und Messung als befriedigend bezeichnen.

Da bei der vorliegenden Bilanz die gesamte zur Bildung der Anodenflamme aufzuwendende Energie in Rechnung gesetzt wurde, ist sie genauer als der erste II, S. 577 unternommene Versuch, bei dem in ähnlicher Weise vorgegangen, aber nur die Verdampfungswärme und der (sehr beträchtliche) Strahlungsanteil der Anodenflammenenergie berücksichtigt wurde. Die in II offengelassene Frage nach dem Mechanismus der anodischen Entladungsteile des Hochstromkohlebogens dürfte durch die vorliegende Mitteilung grundsätzlich, wenn auch keineswegs quantitativ geklärt sein. Entsprechend zeigen die Anodenfallgleichungen (3) und (4) auch den experimentell festgestellten Zusammenhang zwischen der Größe von V_A und den für Ausdehnung und Intensität der Anodenflamme entscheidenden Größen $A(J)$ und $v(J)$.

Über die Frage, welchen Einfluß die chemischen Reaktionen des Bogens mit dem umgebenden Gas auf den Mechanismus haben, sollen zur Zeit laufende Versuche in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Drucken Aufschluß geben. Über ihr Ergebnis wird später berichtet werden¹⁾.

6. Anhang.

Über den Materialtransport im Hochstromkohlebogen. Wegen der Bedeutung, die alle mit der Anodenverdampfung zusammenhängenden Fragen für den Mechanismus des Hochstromkohlebogens besitzen, seien noch kurz die Ergebnisse einiger Versuche über den Materialtransport im hochbelasteten Kohlelichtbogen mitgeteilt.

¹⁾ *Anmerkung bei der Korrektur:* Die inzwischen in Luft, N_2 , O_2 und CO_2 ausgeführten Versuche haben ergeben, daß die für den Hochstrombogen charakteristischen Erscheinungen in allen Gasen die gleichen sind, die Reaktionen mit der umgebenden Atmosphäre also erwartungsgemäß keine Bedeutung für den behandelten Mechanismus haben. Insbesondere ist der „Abbrand“ der Anode in Sauerstoff bei hoher Stromstärke nicht größer als in den anderen Gasen, in Übereinstimmung mit der hier vertretenen Auffassung, daß es sich bei dem Materialverlust der Positivkohle bei hoher Stromstärke im wesentlichen um eine Verdampfung und nicht um einen eigentlichen Abbrand handelt.

Lehmann¹⁾ hat als erster bemerkt, daß bei großer Strombelastung und geringer Bogenlänge Kohle von der Anode zur Kathode wandert und sich dort ablagert. Er deutete seinen Befund als Kondensation des C-Dampfes auf der kühleren Kathode. Ähnliche Ablagerungen, meist in Form von Pilzen an der Kathode, wurden bei „zu“ geringer Bogenlänge von technischer Seite später oft beobachtet, aber anscheinend nicht genauer untersucht.



Fig. 3. Graphitpilz, gewachsen an der Kathode eines Homogenkohle-Hochstrombogens von 1 mm Länge bei 3 Minuten Brenndauer.

Wir haben nun Messungen ausgeführt an 7 mm-RW-Homogenkohlen bei Stromstärken bis zu 70 Amp. und 1 bis 2 mm Bogenlänge. Gefunden wurde dabei ein Abbrand der Positivkohle bis zu 17 mg/sec bei gleichzeitigem Zuwachs der Negativkohle bis zu 7 mg/sec, oder ungerechnet Verluste der Positivkohle von durchschnittlich $2,5 \cdot 10^{-4}$ g pro Amp. sec und Gewinne der Negativkohle bis zu 40% dieses Betrages. Bei größerer Bogenlänge nimmt die Ablagerung auf der Kathode ab. Fig. 3 zeigt einen der erhaltenen Kohlepilze. Diese Pilze sind solide Graphitblöcke, in ihrer Festigkeit dem Ausgangsmaterial gleichwertig. Nach einer im Laboratorium der Ringsdorff-Werke von Herrn Dr. Birkenbeil freundlicherweise angestellten Untersuchung bestand z. B. der in Fig. 3 abgebildete Pilz aus Graphit mit einem Aschengehalt von nur 0,14% gegenüber einem solchen der ursprünglichen Kinokohle von 0,3 bis 0,5%. In Fig. 3 sieht man ferner noch die von der Fabrikation herrührende Zuspitzung der Kohle an ihrem oberen Ende. Im Gegensatz zu der in der Literatur bisher vertretenen Ansicht ist nach unsern Versuchen also

ein Abbrand der Negativkohle jedenfalls beim Homogenkohlebogen vermeidbar. Auch beim Dochtkohlebogen können sich an der Kathode Ablagerungen bilden, aber in geringerem Umfang und, da es sich um das zum Teil chemisch umgesetzte Dochtmaterial handelt, von geringerer Festigkeit. Wahrscheinlich handelt es sich z. B. bei dem an der Kathode von Beck-Bögen gelegentlich zu beobachtenden Ceritcarbidtropfen auch um eine solche Erscheinung.

¹⁾ O. Lehmann, Wied. Ann. **55**, 361, 1895.

Die folgenden Versuche zeigen, daß der Materialtransport keine einfache Kondensationserscheinung ist:

1. Arbeitet man mit einer durchbohrten Anode, so wird in der Bohrung keine Kohle abgelagert, obwohl der Dampf leicht rückwärts diffundieren und an den kühleren Stellen des Kanals kondensieren könnte.

2. Stellt man der 7 mm-Anode eine 16 mm-Kathode gegenüber, so wird (s. Fig. 2) die Kohle nicht auf dem kühleren Außenring der Kathodenstirnfläche abgelagert, sondern an dem heißesten, der Anode direkt gegenüberliegenden Teil der Kathode. Dort wächst dann ein zylindrischer Kohleblock genau vom Durchmesser der Anode.

Da der Kohletransport bei gleicher Bogenlänge um so größer ist, je besser die Anodenflamme ausgebildet ist, liegt es nach Versuch (2) nahe, für den Transport die Anodenflamme verantwortlich zu machen, in Übereinstimmung mit dem oben entwickelten Mechanismus der Anodenflamme. Zu untersuchen war dann die Frage, wieweit es sich um einen Transport von im Anodenfall beschleunigten positiven Ionen und wieweit um einen solchen von Neutralteilchen handelt. Hierzu wurden die folgenden weiteren Versuche ausgeführt:

3. Der Anode wurden (s. Fig. 4) die Enden zweier gegeneinander isolierter Kohlen gegenübergestellt, von denen die eine als Kathode Strom führte, die andere isoliert war. Von der Anode ausgehende Neutralteilchen mußten dann auf beiden Kohlen in gleicher Weise abgelagert werden.



Fig. 4. Kohleanordnung zur Untersuchung des Anteils der geladenen Teilchen am Materialtransport.

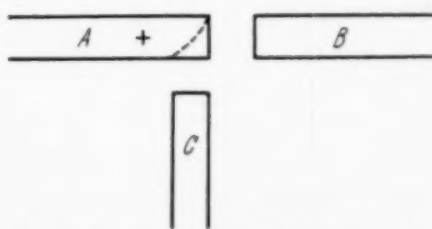


Fig. 5. Kohleanordnung zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Materialtransport und Richtung der Anodenflamme.

positive Ionen dagegen nur auf der Kathode. Das Ergebnis ist folgendes: Etwa zwei Drittel der transportierten Kohle finden sich an der Kathode, ein Drittel auf der isolierten Kohle. Es wird also geladener wie auch ungeladener Kohlenstoff transportiert. Letzterer dürfte zum Teil in atomarer Form durch Umladung von Ionen entstehen, zum andern Teil durch die beobachtete Abschleuderung kleiner Kohlepartikel.

4. Schließlich wurde mit der in Fig. 5 angedeuteten Anordnung von drei Kohlen gearbeitet. A war stets Anode, B und C abwechselnd Kathode

bzw. stromlos. War *B* Kathode und *C* stromlos, so fand starker Kohletransport nach *B* statt, während *C* sauber blieb. War dagegen *C* Kathode, während *B* als stromlose isolierte Elektrode in der Anodenflamme stand, so zeigte sich starke Kohleablagerung an *C*, schwächere an *B* in Übereinstimmung mit Versuch (3). Dabei veränderte sich die Anodenstirnfläche schnell so, daß sie in der gestrichelt angedeuteten Weise mehr nach *C* hin zeigte.

Aus diesen Versuchen folgt also, daß erstens die transportierte Kohle etwa zu einem Drittel geladen, der Rest aber neutral ist, und zweitens, daß der Transport durch gerichtetes Abschleudern stets senkrecht zur Stirnfläche der Anode, d. h. in der Anodenflamme erfolgt. Die Tatsache, daß keine merkliche Streuung festzustellen ist, spricht für die Stärke dieser Richtwirkung.

Herrn Prof. Rau danke ich für sein stetes Interesse an der Arbeit, den Herren Schluge und Söder für ihre Hilfe bei den Versuchen. Einen der benutzten Spektrographen verdanke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Mein besonderer Dank gilt wieder den Ringsdorff-Werken K.-G. in Mehlem (Rhein) für ihre Unterstützung der Arbeit und den Herren Prof. Konen, Bad Godesberg, und Dr. Neukirchen, Mehlem, für zahlreiche Diskussionen und Anregungen.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule,
1. November 1939.

Autorenregister.

- Angenetter, Heinrich. Zeeman-Effekt des Xenonfunkenpektrums, Xe II. (I). S. 636.
- Ardenne, Manfred von. Das Auflösungsvermögen photographischer Schichten für Elektronenstrahlung. S. 379.
- Back, E. und Bezler, R. Zeeman-Effekt im Feldbereich oberhalb 50000 Gauß. S. 257.
- Baumhauer, W. und Kunze, P. Ein horizontal liegender Bandgenerator nach Van de Graaff. S. 197.
- Becker, A. Zur Kenntnis des Selenphotoelements IV. Verhalten bei tiefer Temperatur. S. 342.
- Betz, Hans s. Güntherschulze, A.
- Bezler, K. s. Back, E.
- Borchert, W. und Fischbeck, K. Hochtemperaturkammer für Debye-Scherrer-Aufnahmen. S. 515.
- Brauer, P. Über eine Methode zur Lichtsummenmessung an Mischphosphoren mit gemischtem Leuchtstoff. S. 245.
- Castro, F. M. de Oliveira. Zur Theorie der dielektrischen Nachwirkung. S. 116.
- Dahlke, W. Intensität und Querschnittsverteilung der langwelligen Ultrarot-Strahlung (300μ) des Quecksilberhochdruckbogens. S. 205.
- , Die spektrale Energieverteilung der langwelligen UR-Emission (300μ) von verschiedenen Hochdruckentladungen. S. 672.
- David, Erwin. Deutung der Anomalien der optischen Konstanten dünner Metallschichten. S. 389.
- Döring, W. Reversible Vorgänge in magnetischen Materialien mit kleinen inneren Spannungen. S. 579.
- Erb, Th. und Klumb, H. Untersuchungen über die Herstellbarkeit langwelliger, ultraroter Strahlung. S. 519.
- Finkelnburg, W. Zum Mechanismus des Hochstromkohlebogens. (Untersuchungen über Hochstromkohlebögen. III.) S. 734.
- Fischbeck, K. s. Borchert, W.
- Flammersfeld, A. Die absoluten Intensitäten der α -Linien des ThB + C + C'' und der Faktor der inneren Umwandlung der γ -Strahlen. S. 227.
- Foradori, E. s. March, A.
- Grabe, B. und Hulthén, E. Prädissoziationserscheinungen im Spektrum des Aluminiumhydrides. S. 470.
- Güntherschulze, A. und Betz, Hans. Die Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstante des atomaren Wasserstoffs und der Protonen im Eisen. S. 82.
- Hacman, D. Beitrag zur Optik dünner Metallfilme. S. 170.
- Hänel, H. s. Papapetrou.
- Hanle, W. Untersuchungen zur Frage der Trägheit des Faraday-Effektes. S. 418.
- und Maercks, O. Die Trägheit des Kerr-Effektes. S. 407.
- Haxel, O. und Stuhlinger, E. Energieverteilung und Anregungsfunktion der Neutronen aus der Umwandlung des Lithiums durch α -Strahlen. S. 178.

- Hellwege, K. H. und Roever, A. Kombinationsfrequenzen im Elektronen-Schwingungsspektrum der Seltenen Erd-Salze. S. 564.
- Hertz, G. und Mende, H. Der Schallstrahlungsdruck in Flüssigkeiten. S. 354.
- Hintenberger, H. Über Sekundärelektronenemission und Aufladungserscheinungen an Isolatoren. S. 98.
- Hosemann, R. Neues röntgenographisches Verfahren zur Bestimmung des submikroskopischen Feinbaues eines Stoffes. Diskussion des Zellulosemodells. S. 133.
- Hulthén, E. s. Grabe, B.
- Kern, J. Deutung der elektrischen Eigenschaften der mit Wechselstrom betriebenen Hochdruckentladung aus den Vorgängen an den Elektroden. S. 552.
- Klumb, H. s. Erb, Th.
- Koyenuma, N. Biologische Treffertheorie und Mutationserzeugung. S. 669.
- Krautz, E. Zur Aufladung und Aufladungserniedrigung elektronenbestrahlter Leuchtstoffe und Halbleiter. S. 459.
- Kunze, P. s. Baumhauer, W.
- Maecker, H. Das kontinuierlich Spektrum des Kohlelichtbogens. S. 500.
- Maercks, O. s. Hanle, W.
- March, A. Ganzzahligkeit in Raum und Zeit. I. S. 215.
— und Foradori. Ganzzahligkeit in Raum und Zeit. II. S. 653.
- Mende, H. s. Hertz, G.
- Murakawa, K. Über das elektrische Quadrupolmoment des Jodkerns. S. 651.
- Neubert, Ulrich. Funkenüberschläge von bisher nicht beobachteter Form. S. 705.
- Neugebauer, Th. Zur Frage der Selbstverdoppelung der Virusmoleküle. S. 667.
- Neumann, H. und Seeliger, R. Über die Abhängigkeit der Größe von Flüssigkeitstropfen von der Bildungsgeschwindigkeit. S. 571.
- Nowotny, H. und Winkels, A. Zur Überstruktur von β -Messing. S. 455.
- Olmesdahl, W. s. Weizel, W.
- Olsson, E. s. Rochester, G. D.
- Papapetrou, A. und Hönl, H. Über die innere Bewegung des Elektrons. II. S. 478.
- Pick, H. Zur Bindung von stöchiometrisch überschüssigem Natrium in NaCl-Kristallen mit SrCl_2 -Zusatz. S. 127.
- Rakuttis, Georg. Untersuchungen über die Richtungsverteilung und Durchdringungsfähigkeit der bei den Ultrastrahlungsstößen wirksamen Strahlen. S. 318.
- Rau, Walter. Die Intensitätsschwankungen der harten Komponente der kosmischen Ultrastrahlung. S. 265.
- Rebsch, R. Die Bedeutung der Dreierstöße für den Energiehaushalt der Gasentladungen. S. 620.
- Riehl, R. und Schön, M. Der Leuchtmechanismus von Kristallphosphoren. S. 682.
- Rochester, G. D. und Olsson, E. Das Bandenspektrum des MnF. S. 495.
- Roever, A. s. Hellwege, K. H.
- Rogowski, W. Durchschlag, Glimmentladung und lichtelektrische Rückwirkung. S. 1.
- Ruthemann, G. s. Voges, H.
- Schaaffs, Werner. Zur Bestimmung von Molekülradien organischer Flüssigkeiten aus Schallgeschwindigkeit und Dichte. S. 110.
— Zusammenhänge zwischen Schallgeschwindigkeit und Konstitution organischer Verbindungen. S. 251.
- Scherzer, O. Das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops. S. 427.
- Schön, M. s. Riehl, R.

- Schulz, P. Elektronenkonzentration und Temperatur in der Quecksilberhochdrucksäule und ihre Bestimmung durch die Elektronenstoßverbreiterung von Spektrallinien. S. 435.
- Seeliger, R. s. Neumann, H.
- Sexl, Th. und Urban, P. Bemerkung zur klassischen Beugungstheorie. S. 92.
- Smekal, Adolf. Über die Festigkeitseigenschaften von Quarzglas. S. 448.
- Stenvinkel, G. Über Molekülbildung im Zweierstoß. I. Aluminiumhydride. S. 602.
- Stuhlweißenburg, Erwin. Zwei- und Dreifachkoinzidenzen bei Ultrastrahlungsstößen. S. 297.
- Stuhlinger, E. Die Neutronenspektren der Elemente Bor und Beryllium unter dem Beschuß von Alphastrahlen. S. 185.
- Stuhlinger, E. s. Haxel, O.
- Urban, P. s. Sexl, Th.
- Voges, H. und Ruthemann, G. Steigerung des Auflösungsvermögens der magnetischen Halbkreis Methode zur Geschwindigkeitsanalyse von Kathodenstrahlen. S. 709.
- Waldmann, Ludwig. Zur Theorie des Isotopentrennverfahrens von Clusius und Dickel. I. S. 53.
- Wallner, Helmut. Linienstrukturen an Bruchflächen. S. 368.
- Weizel, W. und Olmesdahl, W. Einige Experimente zur Theorie der Glimmentladung. S. 719.
- Welker, Heinrich. Supraleitung und magnetische Austauschwechselwirkung. S. 525.
- Winkels, A. s. Nowotny, H.